PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 23. 1. September 1903. 4. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 24 am 2. September 1903.

INHALT.

Originalmitteilungen:
Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa: No. 17: R. Magini, Über den Gebrauch des Beugungsgitters beim Studium des ultravioletten Spektrums. S. 613.
A. Pflüger, Die Anwendung der Thermosäule zu exakten Messungen im Ultraviolett. (Vorläufige Mitteilung.) S. 614.
A. H. Bucherer und A. Pflüger, Das magnetische Analogon zur Bewegung eines Dielektrikums im elektrischen Felde. S. 616.
E. van Aubel, Über das Hallsche Phänomen. S. 617.
E. Cohn, Über die Maxwellsche Theorie. S. 619.
W. Wien, Über die Selbstelektrisierung des Radiums und die Intensität der von ihm ausgesandten Strahlung. S. 624.
W. Saake, Messungen des elektrischen Potentialgefälles, der Elektrizitätszerstreuung und der Radioaktivität der Luft im Hochthal von Arosa (Schweiz). S. 626.
H. Gerdien, Die absolute Messung der elektrischen Leitfähigkeit und der spezifischen Ionengeschwindigkeit in der Atmosphäre. S. 632.
Besprechungen:
Die Umschau. S. 635.
Personalien. S. 636.
Berichtigungen. S. 636.
Gesuche. S. 636.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

No. 17[1]): R. Magini, Über den Gebrauch des Beugungsgitters beim Studium des ultravioletten Spektrums.

Bei Gelegenheit einer noch nicht abgeschlossenen längeren Arbeit über die Absorptionsspektra von farbigen isomeren Körpern in der ultravioletten Region ergab sich der Anlass zur Verwendung des Rowlandschen Gitters in einer anderen als der üblichen Weise.

Ich bedurfte eines sehr intensiven Spektrums mit vielen Linien und Banden. Um diese letzte Bedingung zu erreichen, muss man im allgemeinen übereinanderliegende Spektra, die von verschiedenen Körpern oder aus verschiedenen Quellen geliefert werden, beobachten. Will man dann die Resultate der Beobachtung deuten, so muss man die Elemente unterscheiden, welche die Liniengruppen bilden, die nur um sehr kleine Bruchteile einer Wellenlänge voneinander abweichen. Man kann nun das ultraviolette Spektrum 1. Ordnung nicht gebrauchen, denn obwohl es sehr lichtstark ist, hat es doch eine zu schwache Dispersion.

Auch das Spektrum 2. Ordnung weist grosse Mängel auf; es ist wenig lichtstark und wird von den anderen Spektren überlagert, nämlich gerade von dem lichtstarken 1. Ordnung einerseits und dem äussersten Ultraviolett des Spektrums 3. Ordnung andererseits. Die Mitanwesenheit dieser Spektren macht die Deutung der Beobachtungen mühevoll und oft unmöglich und verdeckt vollständig die Resultate.

Aber auch die Trennung durch Quarzprismen verursacht viele Arbeit; ein langes, auf einmal photographierbares Spektrum lässt sich dabei nicht herstellen; auch verliert man bei diesem Vorgehen den Vorteil, der den Grund für die Verwendung des Gitters bildet, das ist die Ausschaltung von jeglichem absorbierenden Medium.

In Folgendem will ich in Kürze die Lösung des derartig begrenzten Problems auseinandersetzen. — Die Aufstellung des Gitters ist einfach: auf zwei doppelten Stützen von dickem Spiegelglas, die rechtwinkelig zu einander stehen, laufen zwei Metallschlitten, von denen einer das Gitter, der andere das Okularsystem trägt. Eine metallische Triebstange verbindet die beiden Schlitten; in der Mitte dieser Triebstange ist ein leichter, bequem ablesbarer Zeiger angebracht, der mit seinem vorderen Ende zu einem Rahmen hinführt, der die Krümmung des durch die Stellung von Spalt, Gitter und Okular bestimmten Kreises hat.

Es ist bekannt, dass man bei Bewegung des Schlittens normale Spektra 1. Ordnung beobachten kann; da aber Helligkeit in allen Punkten vorhanden ist, für welche

$$e\,(\sin i + \sin \vartheta) = N\lambda$$

ist, so entstehen auf der entgegengesetzten Seite auch andere Spektra, rechts von dem Betrachter des Gitters, gerade zwischen diesem und dem regelmässig reflektierten Bilde des Spaltes. Diese Spektra auf der rechten Seite sind höher, lichtstärker und mehr auseinandergezogen als die links. Vergrössert man den Einfallswinkel i, so lässt sich leicht zeigen, dass das Ultraviolett 1. Ordnung die einzige Region des rechtsseitigen Spektrums ist, welche für bedeutende Grössen von i ausreichend, weit vom Gitter entfernt bleibt.

1) Nr. 16: Diese Zeitschr. **4**, 347, 1903.

Aus der oben angeführten Beziehung ergiebt sich, dass die aufeinander folgenden Werte von ϑ, die einer bestimmten Wellenlänge entsprechen, algebraisch mit dem Grösserwerden von i abnehmen, — oder, wenn wir uns vergegenwärtigen, dass ϑ in unserem Fall stets negativ ist, — dass ihre absoluten Werte zunehmen. Aus der Formel

$$\frac{d\vartheta}{\lambda} = \frac{N}{e \cos \vartheta}$$

ergiebt sich schliesslich, dass die Dispersion mit i zunimmt. Wird das Beugungsgitter aus einer Lage R_1 in eine Lage R_2 gebracht, derart, dass $i_2 > i_1$ ist, so erhält man ein ultraviolettes Spektrum $\mathcal{J}_2$, das weiter auseinandergezogen als das Spektrum $\mathcal{J}_1$ ist; steigert man die Grösse von i merklich, so kann man das rechtsseitige Spektrum 1. Ordnung eine Dispersion erreichen lassen, welche der des normalen Spektrums 2. Ordnung nahe kommt oder sie übertrifft.

Ist die Montierung des Beugungsgitters genau und ist die Einstellung des Brennpunktes vollkommen, so steht eine Membran, welche auf den gekrümmten Rahmen gespannt ist, der sich in passender, von der Stellung des Beugungsgitters abhängigen Lage befindet, — auch sozusagen im Brennpunkt, und kann das Bild des Spektrums aufnehmen. Zur Berechnung der Wellenlängen braucht man nur auf derselben Membran das regelmässig reflektierte Bild und das Spektrum aufzufangen; ist ς die Entfernung zwischen jenem Bild und einer Linie, so erhält man sofort

$$\lambda = 2e \sin \frac{\varsigma}{4r} \cos \left(i - \frac{\varsigma}{4r}\right);$$

$2r$ ist die Entfernung zwischen Beugungsgitter und Okular, also der Krümmungsradius des Beugungsgitters.

Bei dieser Anordnung dient das Okular nur dazu, die Grösse des Einfallswinkels anzugeben, sei es mittels der Skala der Wellenlängen und der Distanzen zwischen Spalt und Okular, welche an den doppelten Trägern, auf denen das Okular selbst ruht, befestigt ist, sei es nach direkter Beobachtung einer bekannten Linie mit Hilfe der Beziehung:

$$\sin i = \frac{N\lambda}{e}.$$

Bei den auf diese Weise erhaltenen Spektren ist die Dispersion nicht konstant, weil sie mit λ zunimmt; doch bedeutet dies bei vielen Studien, wie bei denen über Absorption, keine Störung.

Nach dieser Methode erhielt ich Photographien von bemerkenswerter Klarheit und Dispersion, und konnte Studien ausführen, bei denen ich sonst das normale Spektrum 2. Ordnung gebraucht hätte. Ich konnte so seine Mängel vermeiden und die seltene Lichtfülle des rechtsseitigen Spektrums benutzen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 22. Juli 1903.)

Die Anwendung der Thermosäule zu exakten Messungen im Ultraviolett. (Vorläufige Mitteilung.)

Von A. Pflüger.

Während das Bolometer und die Thermosäule bisher vorzügliche Dienste zur Erforschung der Gesetze der ultraroten, zum Teile auch der sichtbaren Strahlung geleistet haben, schien die geringe Energie der ultravioletten Lichtquellen bisher ihrer Anwendung zu spotten. Erst in letzter Zeit haben die Herren Hagen und Rubens bei ihren Messungen der Metallreflexion auch im Ultraviolett die Thermosäule angewandt. Sie erhielten unter Verwendung von Quarzflussspatpräparaten, einer elektrischen Bogenlampe und eines empfindlichen Galvanometers, sowie sehr grosser Spaltweiten des benutzten Spektrometers noch bei $\lambda = 251\,\mu\mu$ geringe Ausschläge des Galvanometers (ca. 7 Skalenteile).

Ich selbst habe vor kurzem dieselbe Methode zur Bestimmung der Absorption der Gläser im photographisch wirksamsten Teile des Spektrums verwendet. Es ist mir inzwischen gelungen, sie zu solcher Vollkommenheit und Empfindlichkeit auszubilden, dass alle Fragen, die mit der Photometrie sowohl, wie der exakten Messung der Intensität ultravioletter Strahlen zusammenhängen, nunmehr lösbar sind. Eine Grenze hat mir bisher nur die Absorption der von mir verwandten Quarzoptik, die bei 220 $\mu\mu$ schon sehr merkbar wird, gesetzt. Ich stehe im Begriffe, die Methode unter Verwendung von Flussspatpräparaten auch auf diejenigen kürzesten Wellen anzuwenden, deren Nachweis bisher nur Herrn Schumann unter Benutzung besonderer photographischer Platten gelungen ist. Die Methode wird damit zu einem mächtigen Hilfsmittel zur Erforschung kürzester Ätherwellen, die wahrscheinlich nur an der Absorption des Flussspates eine Grenze finden wird.

Die Anordnung, die ich später genauer beschreiben werde, ist im Prinzip dieselbe, wie ich sie früher angewandt habe. Ihre Brauchbarkeit im äussersten Violett beruht, ausser auf ihrer grossen Empfindlichkeit, auf der Entdeckung, dass die Funkenspektra verschiedener Metalle im Ultraviolett sehr reich an Energie sind, und zudem gegen kürzere Wellenlängen stark an Intensität zunehmen. Unter Anwendung verschiedener Vorsichtsmassregeln gelingt es zunächst, den Funkenübergang zwischen

Metallelektroden so regelmässig zu gestalten, dass die Ausschläge des Galvanometers um höchstens 2 Proz. differieren. Eine grössere Genauigkeit erreicht man auch mit einer elektrischen Glühlampe, bekanntlich einer sehr konstanten Lichtquelle, nur, wenn das Galvanometer keinen äusseren Erschütterungen ausgesetzt ist.

Des weiteren ist meine Anordnung so empfindlich, dass ich im ganzen Ultraviolett von 350 $\mu\mu$ bis 214 $\mu\mu$, also bis zur beginnenden Absorption des Quarzes mehrere Hundert, ja sogar Tausende von Skalenteilen Ausschlag bei 1 mm Spaltbreite und sehr grosser Dispersion erhalten kann. Bedenkt man, dass die gewöhnlichen photographischen Platten bei den letzten dieser Wellenlängen völlig unbrauchbar werden, so leuchtet die grosse Verwendbarkeit der Methode ein. 214 $\mu\mu$ ist die letzte Wellenlänge, welche die neuesten Tabellen von Exner und Haschek angeben. Bei dieser Wellenlänge gelingt es, mit einer Spaltbreite von 1,5 mm nicht weniger als 220 Skalenteile Ausschlag zu erhalten. Bei 0,1 mm Spaltbreite lassen sich im ganzen Ultraviolett noch 10 bis 100 Skalenteile erzielen, und bei Verwendung von Flussspat der Ausschlag auf das Doppelte steigern.

Die Verwendung des Funkens bietet gegenüber der Bogenlampe nicht allein den Vorteil grösserer Intensität, sondern vermeidet auch die schädliche diffusse Strahlung so gut wie vollständig. Damit fallen alle Vorsichtsmassregeln zur Beseitigung dieser fort.

Mit Hilfe der Methode wird es nunmehr nicht allein möglich sein, im Ultraviolett photometrische, insbesondere Absorptions- und Reflexionsmessungen, mit grösster Genauigkeit anzustellen, es lässt sich auch Aufschluss geben über die Intensitätsverhältnisse in Linienspektren. Ist doch eine erste Frucht der Nachweis, dass die Intensität im Funkenspektrum verschiedener Metalle gegen kürzere Wellenlängen stark anwächst. Ich bin im Begriff, hierüber eine Reihe von Messungen auszuführen, und werde darüber sowohl wie über den Nachweis noch kürzerer Wellenlängen mit Hilfe des Vakuumspektrographen demnächst berichten. Auch die Absorption und Reflexion verschiedener interessanter Substanzen wird mitgeteilt werden. Heute beschränke ich mich, um ein Beispiel von der Anwendbarkeit und Genauigkeit der Methode zu geben, auf die Mitteilung einiger Absorptionsmessungen am Quarz und Kalkspat. Ich bemerke im voraus, dass ich definitive Zahlen erst später angeben werde, da das benutzte Material an Güte zu wünschen übrig liess.

1. Beispiel. Kalkspatplatte, mit einigen Sprüngen, 4 mm dick, 5 qcm gross. Mit dieser geringen Grösse konnte nur etwa der dritte Teil der verfügbaren Energie ausgenutzt werden. Wenn die Galvanometerausschläge trotzdem beträchtliche sind, so beweist dies, dass die Methode auch auf kleine Stücke Substanz angewandt werden kann.

Die Zahlen bedeuten Galvanomerausschläge in Millimetern, links mit, rechts ohne in den Strahlengang eingeschaltete Platte. Der Quotient ihrer Mittelwerte giebt den von der Platte durchgelassenen Bruchteil der auffallenden Strahlung, ohne Abzug der Reflexion, an. Die Spaltweite ist 1 mm. Das Licht ist homogen auf wenige Angström.

$\lambda = 214\,\mu\mu$		Durchgelassene Strahlung:
21	59	
21	60	35 Proz.
21	60	

$\lambda = 235\,\mu\mu$		
25	40	
26	39	64,5 Proz.
25	40	

$\lambda = 258\,\mu\mu$		
53	68	
52	72	73 Proz.
50	72	

$\lambda = 271\,\mu\mu$		
83	108	
80	104	76,5 Proz.
80	105	

2. Beispiel. Quarzplatte, 10 mm dick, 14 qcm Fläche.

$\lambda = 214\,\mu\mu$		1 mm Spaltweite.
51	62	Durchgelassene
49	59	Strahlung:
49	61	
49	61	81,5 Proz.
50	60	

$\lambda = 230\,\mu\mu$		1 mm Spaltbreite.
105	124	
108	125	
106	128	85,3 Proz.
112	127	
112	130	
109	127	

$\lambda = 280\,\mu\mu$		Spaltweite $^1/_{10}$ mm.
82	95	
79	93	
81	92	86,7 Proz.
82	94	
81	94	

Bonn, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 8. August 1903.)

Das magnetische Analogon zur Bewegung eines Dielektrikums im elektrischen Felde.

Von A. H. Bucherer und A. Pflüger.

Die Versuche von Röntgen, Pender und Eichenwald haben gezeigt, dass bei der Bewegung eines Dielektrikums in einem elektrischen Felde eine magnetische Kraft entsteht. Es fragt sich, ob nach Analogie dieser Erscheinung ein im magnetischen Kraftfeld sich bewegender para- oder diamagnetischer Körper eine elektrische Kraft erzeugt in einem relativ zum Magnetfelde ruhenden Leiter. Wie der eine von uns [1]) schon bemerkt hat, würde die Kraft $\mathfrak{E}$ den Wert annehmen:

$$\mathfrak{E} = (\mu - 1)\,[\mathfrak{u}\,\mathfrak{H}],$$

wo μ die magnetische Permeabilität, $\mathfrak{u}$ die konstante Geschwindigkeit des sich bewegenden Mediums bezeichnet und wo $\mathfrak{H}$ die Kraft des gleichförmigen magnetischen Feldes bedeutet.

Für die Bewegung eines Dielektrikums im elektrischen Felde gilt die analoge, von Eichenwald experimentell bestätigte Gleichung:

$$\mathfrak{H} = (K - 1)\,[\mathfrak{E}\,\mathfrak{u}],$$

K ist die Dielektrizitätskonstante. Zum Nachweis der elektrischen Kraft haben wir folgenden Versuch angestellt.

Ein grosser Elektromagnet trägt Polschuhe, deren Enden in horizontale Eisencylinder von 1,5 cm Dicke auslaufen, so zwar, dass die Endflächen dieser Cylinder sich in einem Abstand von ca. 1,5 cm gegenüberstehen. Ein Strom von 14 Amp. erzeugt zwischen diesen Endflächen ein nahezu homogenes Feld von ca. 9000 C.G.S.-Einheiten.

Auf den Tisch des Magneten wird ein Glasrohr von 80 cm Länge und 1 cm lichter Weite in horizontaler Lage so montiert, dass seine Mitte zwischen den Endflächen der Cylinder liegt, und dass seine Achse die Achse der beiden Cylinder senkrecht durchschneidet. Vermittels zweier, seitlich angesetzter Glasröhrchen ist ein Platindraht in vertikaler Richtung quer durch das Glasrohr gesteckt. Er steht also senkrecht auf den magnetischen Kraftlinien. Der Draht ist durch einen Siegellacküberzug isoliert. Seine Enden ragen oben und unten aus dem Glasrohr hervor. Die Durchstecköffnungen sind verkittet.

Eine Eisenchloridlösung vom spezifischen Gewicht 1,3 befindet sich in einem an der Decke aufgehängten Gefäss, das durch einen Gummischlauch mit dem einen Ende der Glasröhre in Verbindung steht. Das andere Ende des Glasrohres ist durch einen Hahn verschlossen. Öffnet man diesen, so durchläuft die Flüssigkeit das Glasrohr mit einer Geschwindigkeit von 80 cm/sec, und ergiesst sich in einen zweiten Behälter.

Wenn der Magnet erregt wird, und wenn die Flüssigkeit das Rohr durchläuft, so steht ihre Bewegungsrichtung senkrecht auf den magnetischen Kraftlinien und senkrecht auf dem Platindraht. In letzterem soll dann eine elektrische Potentialdifferenz entstehen.

Die Grösse dieser Potentialdifferenz berechnet sich aus den Versuchsdaten:

$$\mathfrak{H} = 9000 \text{ C.G.S.}$$
$$\mathfrak{u} = 80 \text{ cm/sec}$$
$$\mu - 1 = 377 \cdot 10^{-6}$$
$$\text{zu } 2{,}72 \cdot 10^{-6} \text{ Volt.}$$

Elektrometrisch lässt sich diese geringe Kraft selbst mit dem empfindlichen Dolezalekschen Elektrometer nicht nachweisen.

Wir haben darum die Enden des Platindrahtes mit einem sehr empfindlichen Galvanometer verbunden, das 1 Skalenteil-Ausschlag für $1 \cdot 10^{-9}$ Amp. gab. Der Gesamtwiderstand des Stromkreises betrug ca. 10 Ohm. Vorausgesetzt also, dass die Versuchsbedingungen überhaupt einen elektrischen Strom zu stande kommen lassen, der nur durch die Potentialdifferenz an den Enden des Platindrahtes und durch den Widerstand der Leitung bedingt ist, hätte man 270 Skalenteile-Ausschlag beobachten müssen. Beobachtet wurde aber kein Ausschlag.

Nun wird man gegen diese Versuchsanordnung folgendes einwenden. Ob in dem Stromkreise ein elektrischer Strom zu stande kommt, das hängt nicht von der Potentialdifferenz an den Enden des Platindrahtes, sondern davon ab, ob das Linienintegral der elektrischen Kraft, erstreckt über den ganzen Stromkreis, von Null verschieden ist.

Gewöhnlich wird diese Bedingung als erfüllt angesehen, wenn die Anzahl der von der Leitung umschlossenen magnetischen Kraftlinien sich zeitlich ändert. Das ist nun bei unserer Anordnung nicht der Fall, auch dann nicht, wenn man annimmt, dass das Paramagnetikum die in ihm erzeugten magnetischen Kraftlinien eine Strecke weit mit sich führe. Wir würden dann nur einen stationären Zustand und keine zeitliche Änderung der Kraftlinienzahl bekommen.

Indessen ist letzterer Satz in dieser allgemein bindenden Bedeutung nicht richtig. Die Erscheinungen der unipolaren Induktion (man denke nur an die Fesselschen Apparate) beweisen, dass in einem geschlossenen Leiter ein Strom auch dann auftreten kann, wenn die Zahl der von ihm umschlossenen Kraftlinien sich zeitlich nicht ändert. Dass die Erscheinungen der unipolaren Induktion an die Existenz von Gleitstellen geknüpft sind, ändert nichts an dieser nackten Thatsache. Man wird darum von diesem Standpunkte aus nicht von vorn-

1) A. H. Bucherer, Ann. d. Phys. **8**, 328, 1902 u. **11**, 283, 1903.

herein die Aussichtslosigkeit unseres Versuches behaupten dürfen, und zum mindesten zugeben müssen, dass es von Interesse war, ihn durchzuführen.

Von einem anderen Standpunkte aus könnte man zu der Auffassung gelangen, dass unser Versuch ein positiver Beweis gegen die Existenz der behaupteten Analogie sei. Man kann nämlich die Ergebnisse und Untersuchungen der Herren Röntgen, Pender und Eichenwald mit dem letzteren Autor auch folgendermassen aussprechen.

Wenn wir eine dielektrische Scheibe in ein elektrisches Feld bringen, so zwar, dass die elektrischen Kraftlinien senkrecht zur Scheibenfläche stehen, dann bilden sich auf beiden Seiten der Scheibe Flächenladungen freier Elektrizität aus. Die Versuche zeigen, dass diese freien Ladungen mit der Scheibe mitrotieren. In der That ist ja die beobachtete magnetische Wirkung genau so gross, als wenn die beiden Seiten der Scheibe mit Flächenladungen wahrer Elektrizität von der Flächendichte:

$$\sigma_e = \frac{(K-1)}{4\pi} E$$

(E der Absolutwert der elektrischen Kraft) geladen wären, und als wenn diese Ladungen mitrotierten und ihre Rotation elektrischen Kreisströmen äquivalent wäre.

Wollten wir zu diesen Versuchen ein strenges Analogon bilden, so müssten wir eine Scheibe eines absolut „weichen" para- oder diamagnetischen Körpers in einem homogenen Magnetfeld rotieren lassen. Offenbar sind dann die beiden Flächen der Scheibe mit Ladungen von freiem Magnetismus von der Flächendichte

$$\sigma_m = \frac{(\mu-1)}{4\pi} H$$

(H der Absolutwert der magnetischen Kraft) belegt, und die Analogie würde besagen, dass diese Ladungen (und damit die magnetischen Kraftlinien, welche die Ladungen innerhalb der Scheibe verbinden) die Rotation mitmachten.

Geht man nun von der Ansicht aus, dass in einem beliebigen Leiter, wenn er durch ein Magnetfeld bewegt wird, eine elektrische Kraft auftritt, die die Elektrizitäten entgegengesetzten Zeichens auseinandertreibt, und so Belegungen von freier Elektrizität erzeugt, und wenn man gerade darin das Wesen der Magnetoinduktion erblickt, — dann wird man dies auch für unseren Platindraht zugeben müssen. Bewegt er sich doch relativ zu einem Teil der im paramagnetischen Medium vorhandenen Kraftlinien. Da aber die so im Platindraht entstehende Kraft von seiten des übrigen Stromkreises keinerlei Kompensation erfährt, so ist das Linienintegral der elektrischen Kraft, erstreckt über den Stromkreis, nicht Null, und es hätte ein elektrischer Strom sich ausbilden und beobachtet werden müssen.

Wir werden die Aufgabe weiter verfolgen, und insbesondere versuchen, durch grössere Geschwindigkeiten, sowie durch die Wahl von Medien mit höherer Permeabilität, etwa einer rotierenden Scheibe von möglichst „magnetisch weichem" Eisen eine grössere, elektrometrisch messbare elektrische Kraft hervorzurufen.

Wenn man bei dem obigen Versuch den Platindraht nicht mit einem isolierenden Überzug versieht oder auch ihn in der Mitte durchschneidet, und ferner als Flüssigkeit das zweckmässigere Quecksilber nimmt, so erhält man offenbar nichts weiter als eine Modifikation der Apparate zur Demonstration der unipolaren Induktion, und das Galvanometer zeigt, bei Erregung des Magnetfeldes und langsamem Durchfluss des Quecksilbers, schon sehr kräftige Ströme an. Der Platindraht dient dann als Gleitstelle. Im Falle er durchschnitten ist, fliesst der ganze Strom durch die Galvanometerleitung. Ist er nicht durchschnitten, so fungiert er immer noch als Gleitfläche, doch verteilt sich der Strom auf die Galvanometerleitung und auf den Platindraht, der dann zugleich als Nebenschluss dient, nach Massgabe ihrer Widerstände.

Den ersteren dieser beiden letzten Versuche hat Faraday[1]) bereits ohne Erfolg angestellt, freilich unter sehr viel schwierigeren Bedingungen. Er senkte Platinelektroden in einen Fluss, der das magnetische Kraftfeld der Erde durchströmte, ohne einen messbaren Strom zu erhalten.

1) Faraday, Experimental researches I, 190.

Bonn, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 8. August 1903.)

Über das Hallsche Phänomen.

Von Edmund van Aubel.

I. Untersuchung von Wismutsulfid.

In einer früheren Notiz[1]) habe ich gezeigt, dass die Legierung, welche 8,35 g Antimon auf 91,65 g Wismut enthält, und die Mischung von Wismut und Wismutsulfid, welche 4,36 Gewichtsteile Schwefel auf 95,64 Gewichtsteile Wismut enthält, einen Hallschen Effekt zeigten, der stärker ist als bei reinem Wismut. Die seither angestellten Versuche haben mir den Beweis gebracht, dass die Hinzufügung einer grösseren Menge Wismutsulfid zum Wismut den Wert

1) Comptes Rendus, 10. Nov. 1902.

des Hallschen Rotationskoeffizienten noch weiter erhöht und dass dieser besonders hoch beim Wismutsulfid ist. Ich habe jedoch auch noch festgestellt, dass der bei den früheren Versuchen benutzte Wismut, wenn auch angeblich rein, dies doch in Wirklichkeit nicht vollständig war und deswegen einen erheblich zu schwachen Wert geliefert hat. Die über Wismut veröffentlichten Arbeiten haben die Schwierigkeit gezeigt, die man begegnet, wenn man sich dieses Metall in absolut reinem Zustande verschaffen will, und den Einfluss, den Spuren fremden Metalls auf den Hallschen Effekt ausüben, der im übrigen mit der Lage der Krystallachse in der untersuchten Platte variiert. Diese Beobachtung ändert im übrigen nichts an dem qualitativen Resultate meiner früheren Notiz.

Unten folgende Tabellen enthalten die Werte, die ich bei der Untersuchung eines wahrscheinlich reineren Wismuts, als der frühere war, und von Wismutsulfid erhalten habe. Da dieses Sulfid zerbrechlich ist, so wurde die Substanz in einem Tiegel geschmolzen und die untersuchte Platte aus dem nach Erkalten der Masse zurückgebliebenen Block herausgesägt. Diese Versuche wurden nach der vorher benutzten Methode aufgestellt. Da die beiden Hallschen Elektroden nicht vollständig auf zwei Linien gleichen Potentiales lagen, so zeigte der Galvanometerspiegel eine Ablenkung, wenn der Primärstrom durch die untersuchte Platte ging. Diese Ablenkung wurde nach dem gewöhnlichen Verfahren, durch Kompensation, fast vollständig zu Null gemacht.

1. Platte aus reinem von der Kahlbaumschen Fabrik gelieferten Wismut, Dicke 0,9 mm.

Stärke des den Elektromagneten durchfliessenden Stromes: 31,1 Amp.

Stärke des primären Stromes in der Platte: 1,300 Amp.

Ablesungen der Stellungen des Galvanometerspiegels:

- a) Anfangsstellung 22,00
- b) Primärstrom in der Platte . . 22,20
- c) Unter der Einwirkung des Elektromagneten
  - Bei der einen Magnetisierungsrichtung (A^1). 15,89
  - Bei der and. Magnetisierungsrichtung (B^1) . 25,86

Hallscher Effekt proportional zu 25,86 — 15,89 = 9,97.

Die Magnetisierung (A^1) giebt 6,31 Teilstriche, die andere nur 3,66 Teilstriche.

2. Reine Wismutsulfidplatte [1]), Dicke 1,4 mm.

Stärke des den Elektromagneten durchfliessenden Stromes 31,5 Amp.

Stärke des Primärstromes in der Platte 1,280 Amp.

Ablesungen der Stellung des Galvanometerspiegels:

- a) Anfangsstellung 22,00
- b) Primärstrom in der Platte . . 21,58
- c) Unter der Einwirkung des Elektromagneten
  - Bei der einen Magnetisierungsrichtung (A^1). 6,51
  - Bei der anderen Magnetisierungsrichtung (B^1) 24,91

Hallscher Effekt proportional zu 24,91 — 6,51 = 18,40.

Magnetisierungsrichtung (A^1) ergiebt 15,07 Teilstriche, die andere (B^1) nur 3,33 Teilstriche.

Wie man aus obigem ersieht, hat der Hallsche Rotationskoeffizient dasselbe Zeichen bei reinem Wismut, dem Sulfid des Metalls und den Mischungen beider; die Stärke des Phänomens ist bei reinem Sulfid so erheblich, dass man den Hallschen Effekt zur Messung von starken Magnetfeldern verwenden kann.

Es ist interessant zu bemerken, dass die eine Magnetisierung bedeutend stärkere Ablenkungen giebt, als die andere. Diese Unsymmetrie rührt von der Lage der Krystalle in der Wismut- oder Sulfidplatte her. Um mich davon beim Wismutsulfid [1]) zu über-

1) Während des Schmelzens oxydiert sich ein Teil des Wismutsulfids an der Oberfläche. Wenn auch die untersuchte Platte aus der Mitte der im Tiegel zurückgebliebenen Masse ausgesägt worden war, so ist es doch möglich, dass man mit einer völlig reinen Wismutsulfidplatte einen noch höheren Hallschen Rotationskoeffizienten erhalten würde.

1) Bei meinen Untersuchungen über den Hallschen Effekt mit dünnen Schichten Wismut, die durch Elektrolyse auf Platinspiegeln erhalten wurden (Archives des Sciences physiques III, Bd. 33, p. 222; 1895), habe ich beobachtet, dass die Stärke des Phänomens mit der Magnetisierungsrichtung variierte (siehe auch von Ettingshausen und Nernst, 1887, sowie Hall, 1888), und ich habe diese Unsymmetrie dem Umstande zugeschrieben, dass die beiden sekundären Hallschen Elektroden selten auf zwei Linien gleichen Potentials lagen und auch der Zunahme des elektrischen Widerstandes im Magnetfelde. Lebret hat bei seinen zahlreichen Versuchen gleichfalls eine Unsymmetrie festgestellt; er hat sich gegen meine Erklärung gewandt und die beobachteten Eigentümlichkeiten der krystallischen Struktur der von ihm untersuchten Wismutplatte zugeschrieben (siehe im besonderen Electrician 10. April 1896, S. 787), aber E. van Everdingen hat gezeigt, dass Lebret die Umstände, auf die ich aufmerksam gemacht habe, nicht genügend berücksichtigt hatte; er hat sich auf seiten meiner Anschauungsweise gestellt, wenigstens (Doktorarbeit 1897, S. 18—19) was elektrolytische Wismutplatten anbelangt. („Men kan dan ook gerust aannemen, dat de groote verschillen die van Aubel waarnam uitsluitend aan deze storing mogen worden toesgeschreven, daar de plaatjes electrolytisch neergeslagen en waarschijnlijk volkomen onregelmatig waren".)

Die wichtigen späteren Arbeiten von E. van Everdingen über diese Frage haben mit vollkommener Sicherheit das Vorhandensein einer anscheinenden Unsymmetrie, wie diese sich in meinen Versuchen aus dem Jahre 1895 gezeigt hat, festgestellt, und ebenso eine andere von der obigen verschiedene, die von der Krystallstruktur der Wismutplatte herrührt (Archives néerlandaises, Serie II, Bd. IV, pp. 382 und

zeugen, habe ich eine kreisförmige Platte hergestellt, deren Durchmesser 15,3 mm bei einer Dicke von 1,3 mm betrug. Dieselbe wurde auf eine Ebonitplatte gestellt, senkrecht zu den Kraftlinien des Magnetfeldes, sodass sie, in seiner Ebene, um eine zu ihrer Ebene senkrechte und durch seinen Mittelpunkt hindurchgehende Achse rotieren konnte, während die Stellungen der beiden Hallschen und der beiden den Primärstrom zuleitenden Elektroden festblieben. Unter diesen Umständen brachte die Erregung der Elektromagneten folgende Ablenkungen des Galvanometerspiegels hervor:

Stellung I der Platte	Magnetisierungsrichtung (A^1) .	8,83
	Andere Magnetisierungsrichtung (B^1) . .	10,18
Stellung II der Platte	Magnetisierungsrichtung (A^1).	10,94
	Andere Magnetisierungsrichtung (B^1) . .	7,67
Stellung III der Platte	Magnetisierungsrichtung (A^1) .	9,94
	Andere Magnetisierungsrichtung (B^1) . .	9,50

Beim Drehen der Platte ändert also die Unsymmetrie ihre Richtung, und in Stellung III geben beide Magnetisierungen voneinander wenig verschiedene Resultate. Die Wismutsulfidkrystalle sind jedoch zu einer eingehenderen Untersuchung der Erscheinung zu klein.

II. Einfluss des umgebenden Mittels.

Ich habe mir vorgenommen zu untersuchen, ob der Hallsche Effekt beeinflusst wird, wenn man die untersuchte Platte in einem Mittel anbringt, dessen spezifischer Magnetismus erheblich ist. Zu diesem Zwecke wurde das Hallsche Phänomen bei einer Platte untersucht, die aus einer Mischung von Wismut und Wismutsulfid bestand und 4.36 Gewichtsteile Schwefel auf 95,64 Wismutteile enthielt. Diese Platte wurde mit einer dünnen Schicht Firnis überzogen und in einen Glastrog angebracht, der zunächst reines Wasser und darauf eine konzentrierte Eisenchloridlösung bei einer Dichte von 1,265 enthielt. Der Versuch wurde so eingerichtet, dass die Flüssigkeit in beiden Fällen dieselbe Temperatur hatte. Es wurde kein Unterschied in der Stärke des Hallschen Effekts beobachtet.

472; 1901). Die erstere tritt bei elektrolytisch niedergeschlagenem Wismut jedesmal dann auf, wenn die sekundären Elektroden nicht auf gleichem Potential sind, und zwar rührt sie von der Zunahme des elektrischen Widerstandes her.
Meine Ergebnisse und ihre Auslegung haben also in den Untersuchungen des holländischen Physikers ihre Bestätigung gefunden.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 22. Juli 1903.)

Über die Maxwellsche Theorie.

Von Emil Cohn.

Die „Maxwellsche Theorie ist das System der Maxwellschen Gleichungen", — so hat einmal Hertz definiert, und diese Definition durfte als allgemein acceptiert gelten. Gleichwohl hat sich anlässlich der Diskussion neuerer Beobachtungen[1]) gezeigt, dass über den Umfang der Theorie Meinungsverschiedenheiten bestehen.[2]) Drude wünscht der „Maxwellschen Theorie in ihrer ursprünglichen Gestalt" gewisse Erweiterungen als wesensgleich einzufügen, — Planck scheidet aus ihr ein spezielleres Gleichungssystem als „einfachsten Ausdruck der Theorie" aus. Den Begriff der „Maxwellschen Theorie" nicht zu weit und nicht zu eng zu fassen, ist aber meines Erachtens nicht nur eine Forderung der historischen Gerechtigkeit; es liegt auch im Interesse einer gesunden Fortbildung der Elektrodynamik. Denn indem wir die „Maxwellsche Theorie" im Sinne der Hertzschen Definition abgrenzen, trennen wir den sicheren Besitz vom unsicheren, das fertige und bestimmte vom werdenden und anpassungsfähigen. Die Maxwellsche Theorie kann uns noch heute durch ungeahnten Inhalt überraschen, — das zeigen die Hagen-Rubensschen Versuche, — aber sie kann uns nicht mehr enttäuschen. Innerhalb eines Gebietes, dessen Mindestumfang bestimmt anzugeben ist, fasst sie unsere verlässlichsten Kenntnisse in einen Ausdruck von höchster Einfachheit zusammen. Wir lehren Erfahrungsthatsachen, wenn wir Maxwellsche Theorie lehren; — wir bieten eine wertvolle Arbeitshypothese, wenn wir von ihren Deutungen und Erweiterungen sprechen.

Es scheint mir deshalb nicht unnütz, die Grenzlinien der Maxwellschen Theorie noch einmal möglichst scharf zu zeichnen. Dass die Zeichnung nichts neues bringen kann, ist selbstverständlich.

1. Wenn wir von den „Maxwellschen Gleichungen" sprechen, so brauchen wir nicht notwendig an die Maxwellsche Schreibweise zu denken. Jedes Gleichungssystem, welches dem Maxwellschen mathematisch äquivalent ist, ist in gleichem Mass Ausdruck der Maxwellschen Theorie. Wir werden also die einfachste Form wählen, welche Hertz und

1) Hagen und Rubens, Ber. d. Berl. Akad. 1903, S. 269.
2) Drude, Verhandl. d. physikal. Ges. 5, 142, 1903; Planck, Ber. d. Berl. Akad. 1903, S. 278 u. 558; Cohn, Ber. d. Berl. Akad. 1903, S. 538.

Heaviside benutzt haben. Sie lautet, befreit von den unzweckmässigen Festsetzungen der bisherigen „absoluten" Masssysteme und ohne Oktroyierung eines neuen „absoluten" Systems [1]):

$$\left.\begin{aligned} W &= \int \frac{1}{2}(\varepsilon E^2 + \mu M^2)\, d\tau \\ -V \cdot Rot \cdot E &= \frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial t} \\ V \cdot Rot \cdot M &= \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} + \Lambda \end{aligned}\right\} (M)$$

wo

$$\Lambda = \lambda (E - K), \quad \mathfrak{E} = \varepsilon E, \quad \mathfrak{M} = \mu M.$$

Hierin bedeuten:

W die elektromagnetische Energie des Raumes τ;
E und M die Feldintensitäten;
$\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ die Polarisationen, Λ die Strömung;
V eine universelle Konstante;
λ Leitungsvermögen, ε Dielektrizitätskonstante, μ Permeabilität, scalare Konstanten des an der betrachteten Raumstelle vorhandenen Mediums;
K einen konstanten Vektor, der nur in inhomogenen Leitern von Null verschieden ist.

Die Gleichungen sollen gelten für ruhende, isotrope Körper, mit den bekannten Einschränkungen für die Körper der Eisenklasse. Bezüglich der bewegten Körper beansprucht die Maxwellsche Theorie nicht, eine allgemein und streng gültige Norm zu liefern.[2]) Die Erweiterungen für anisotrope Körper sind für die Frage, die uns beschäftigt, ohne Bedeutung.

Wesentlich für die Maxwellsche Theorie ist dies: die Gleichungen (M) gelten, in unveränderter Form, überall; sowohl dort, wo sich Materie vorfindet, wie dort, wo der Raum von Materie frei ist. Das Vakuum ist für die Maxwellsche Theorie ein Medium, wie jedes andere, behaftet mit drei spezifischen Konstanten: $\lambda = 0$, $\varepsilon = \varepsilon_0$, $\mu = \mu_0$. Andererseits: jede Raumstelle enthält nur ein Medium, charakterisiert — und, sofern es homogen ist, vollständig charakterisiert — durch die Werte λ, ε, μ.

Eine Folge hiervon ist: man kann die Maxwellsche Theorie vollständig darstellen — mit anderen Worten: man kann den Vergleich des Systems (M) mit der Erfahrung vollständig durchführen — ohne einen „Äther" auch nur zu erwähnen.[3])

2. Die Maxwellsche Theorie (M) ist eine Erweiterung der älteren Elektrodynamik (A); die neueren Theorien (N) bilden Erweiterungen der Maxwellschen. Wenn man die Leistungsfähigkeit von (M) beurteilen will, so muss man (A), (M) und (N) auf eine Form bringen, in welcher (A) als Spezialisierung von (M), (N) als Erweiterung von (M) erscheint. Die Frage, ob ein bestimmtes Versuchsergebnis eine Bestätigung der Maxwellschen Theorie bilde, löst sich dann in die zwei Fragen auf: ob man zur Erklärung der Beobachtungen der Maxwellschen Theorie bedarf, und ob dazu die Maxwellsche Theorie ausreicht. Die erste Teilfrage vergleicht (M) mit (A), die zweite (M) mit (N).

3. Die vor-Maxwellsche Elektrodynamik macht eindeutig bestimmte Aussagen auf dem Gebiete, welches zugleich das Gebiet der vor-Hertzschen Erfahrung ist: für „quasistationäre" Ströme, für Ströme also, welche stationär oder veränderlich sein mögen, aber in geschlossenen Bahnen verlaufen. Diese Aussagen lassen sich, unserer Forderung unter 2. entsprechend, in folgende Form bringen:

$$\left.\begin{aligned} -V \cdot Rot \cdot E &= \frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial t} \\ V \cdot Rot \cdot M &= \Lambda \end{aligned}\right\} (A)$$

mit der gleichen Bedeutung von Λ, $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{M}$ wie oben, und mit dem Zusatz: $\int \mathrm{Div.}\, \mathfrak{E}.\, d\tau$, die „Elektrizitätsmenge" in τ, ist eine unveränderliche Grösse für jeden Raum τ, an dessen Oberfläche $\lambda = 0$ ist. Dieser Zusatz ist in den Maxwellschen Gleichungen ohne weiteres enthalten. (A) unterscheidet sich also von (M) dadurch, dass in der letzten Gleichung der Term $\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t}$ fehlt.

Noch ein zweiter Unterschied besteht, der mit dem genannten durch das Band des Energieprinzips zusammenhängt: der elektromagnetischen Energie W muss in (A) ein anderer Wert beigelegt werden, als in (M)[1]). Wir wollen hierauf, als für das Folgende nicht wesentlich, nicht näher eingehen. Dann bleibt als Neuerung der Maxwellschen Theorie das, was Maxwell selbst als ihren charakteristischen Zug hervorhebt[2]): sie setzt bezüglich der magnetischen Wirkungen die zeitliche Änderung der dielektrischen Polarisation gleichwertig dem Leitungsstrom.

Durch das Maxwellsche Zusatzglied $\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t}$ ist nun aber der Begriff des „Leiters" wesentlich verändert. In der älteren Elektrodynamik ist der homogene Leiter elektrisch vollständig charakterisiert durch sein Leitungsvermögen. Ihm steht der Isolator gegenüber, seinerseits vollständig charakterisiert durch seine Dielektrizitäts-Konstante. Zwischen beiden stehen die „Halbleiter", — schlecht definierte Körper, die sich der ordnenden Theorie entziehen. Die Max-

1) S. hierzu: Cohn, Ann. d. Physik 7, 31, Anm. 1902.
2) Vgl. Hertz, „Grundgleichungen der Elektrodynamik für bewegte Körper", Einleitung und Schluss.
3) So in meinem Lehrbuch „Das elektromagnetische Feld".

1) Hertz, Wied. Ann. 23, 84, 1884; Cohn, „Elektromagnetisches Feld", S. 381 ff., 1900.
2) S. u. a. Treatise (1873) Art. 62, u. besonders Art. 610.

wellsche Theorie hingegen kennt nur graduelle Unterschiede: prinzipiell ist jeder Körper ein Leiter und ein Dielektrikum.[1] Denkbar ist der Grenzfall $\lambda = 0$; unzulässig aber die Annahme des Grenzfalls $\varepsilon = 0$.

In der That, man denke sich eine leitende Schale, deren beide Grenzflächen auf zwei verschiedenen Potentialwerten gehalten wurden, im Moment 0 von der leitenden Verbindung mit der Stromquelle gelöst. Die Potentialdifferenz verschwindet dann, das elektrische Feld erlischt. Dieser Vorgang bedarf zweifellos endlicher Zeit. Maxwells Gleichungen sagen nun über den Verlauf etwas quantitatives aus: sie ergeben $E = E_0 \cdot e^{-\frac{t\lambda}{\varepsilon}}$. Also müssen wir ε einen von Null verschiedenen Wert zuschreiben.[2]

Die Messung von ε kann geschehen im Anschluss an die erste oder an die dritte der Maxwellschen Gleichungen. Eine Bestimmung gemäss der dritten Gleichung verlangt, dass während der „Relaxationszeit" $T = \frac{\varepsilon}{\lambda}$ messbare Veränderungen des Feldes vor sich gehen; — eine Bestimmung gemäss der ersten Gleichung, dass die während der Zeit T in dem Leiter erzeugte Joulesche Wärme eine mechanisch messbare Grösse sei. Jeder Versuch, der unter gut definierten Bedingungen angestellt ist, giebt uns entweder den Wert von ε, oder eine obere Grenze für denselben.

Dass die Maxwellsche Theorie auch für jeden Leiter eine bestimmte Dielektrizitäts-Konstante fordert, ist meines Wissens zuerst von Arons und mir ausgesprochen worden.[3] Wir konnten nachweisen[4], dass thatsächlich auch für Leiter eine Konstante ε existiert, und dass man den gleichen Wert erhält, mag man ihn nun aus der Beobachtung der zeitlichen Änderungen des Feldes ableiten (M_3), oder aus der Beobachtung mechanischer Kräfte (M_1). Die Messungen mussten sich, aus dem oben angegebenen Grunde, zunächst auf schlecht leitende Körper beschränken; der Messungsbereich erweiterte sich aber ausserordentlich, nachdem Hertz gelehrt hatte, ungeheuer schnelle Feldänderungen messend zu verfolgen.

Vor 20 Jahren pflegte man von der Dielektrizitäts-Konstante eines leitenden Körpers im allgemeinen nicht zu sprechen: wo sie rechnerisch einzuführen war, wurde sie in der Regel stillschweigend gleich der Dielektrizitäts-Konstante der Luft gesetzt[1]; — wo sie einmal ausdrücklich erwähnt wurde, schrieb man ihr einen unendlichen Wert zu.[2] Gegenwärtig ist die Dielektrizitäts-Konstante eine gemessene Grösse für manche Elektrolyte, und sie gilt zweifellos allgemein als eine begrifflich wohl definierte und zu messende Grösse für alle Elektrolyte. So bleibt in Frage nur: hat auch der Begriff der Dielektrizitäts-Konstante eines Metalls einen physikalischen Inhalt? und welchen? Die Antwort stellen wir zurück.

4. Die vor-Maxwellsche Elektrodynamik in der Form (A) kann nur gelten für quasistationäre Ströme; denn aus (A_2) folgt:

$$\text{Div. } A = 0. \quad (a).$$

Die Maxwellsche Erweiterung bringt eine Korrektur bereits für veränderliche geschlossene Ströme. Durch das Zusatzglied $\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t}$ wird (M_3) zu einer allgemein möglichen Gleichung; denn statt (a) folgt nunmehr:

$$\text{Div. } A = -\frac{\partial}{\partial t}\,\text{Div. } \mathfrak{E}, \quad (m),$$

die „Kontinuitätsgleichung der Elektrizität". Die allgemein mögliche Gleichung (M_3) ist nun nach Maxwell auch die allgemein gültige.

Der Erfolg der Maxwellschen Erweiterung gegenüber den übrigen Erweiterungsversuchen besteht bekanntlich darin, dass sie die räumlich-zeitliche Ausbreitung des Feldes im Vakuum genau richtig, und in ponderablen Körpern in wesentlichen Zügen richtig ergiebt. Das letztere ist etwas genauer auszuführen: Der Maxwellsche Ansatz ergiebt auch in ponderablen Körpern richtig die geometrische Ausbreitungsform im homogenen Medium und die Bedingungen an den Grenzen verschiedener Medien. Er stellt aber die Erscheinungen nicht allgemein quantitativ dar: Ausbreitungsgeschwindigkeit und Absorptionskoeffizient haben nicht für jede beliebig grosse Schwingungszahl n die Werte, welche aus den Maxwellschen Gleichungen folgen. Die Gleichungen versagen für jeden gegebenen Körper von einem bestimmten n an. Die Grenze liegt für verschiedene Körper bei ausserordentlich verschiedenen n-Werten; aber die Erfahrung zeigt weder, dass in dieser Beziehung das grössere oder geringere Leitungsvermögen eine entscheidende Rolle spielt, noch dass der Begriff des konstanten Leitungsvermögens λ in einem weiteren Bereich sich bewährt, als der Begriff

1) Die Folgerung ist von Maxwell selbst in abgeschwächter Form ausgesprochen, Treatise Art. 52.

2) Vgl. Cohn u. Arons, Wied. Ann. 33, 24—26, 1888; Cohn, Wied. Ann. 38, 51, 1889; Hertz, „Ausbreitung der elektrischen Kraft", S. 217 f.

3) Cohn u. Arons, Wied. Ann. 28, 454, 1886.

4) l. c. u. Wied. Ann. 33, 13, 1888.

1) So z. B. Hertz, Wied. Ann. 13, 266, 1881, mit Fortsetzungen: v. Schweidler (Boltzmanns Seminar)-Sitzungsberichte d. Wiener Akad. 106 IIa, 526, 1897, bis Heydweiller), Wied. Ann. 69, 531, 1899 — wo durchweg λ an Stelle von $1/T$ steht.

2) Eine Sammlung von Beispielen: Wied. Ann. 28, 455, Anmerkung 2.

der Dielektrizitäts-Konstante ε. Vor vier Jahren zeigten Rubens und Aschkinass[1]), dass Quarz noch für Wellenlängen von ca. 60 Mikron den Brechungsexponenten besitzt, der aus der statisch beobachteten Dielektrizitäts-Konstante folgt. Dies war, soviel mir bekannt, bis in die jüngste Zeit die weitestgehende Bestätigung der Maxwellschen Gleichungen. Sie ist erst überholt worden durch die Hagen-Rubensschen Versuche, welche — diesmal für das Leitungsvermögen — die Grenze bis zu ca. 10 Mikron hinausschoben.

5. Die Aufgabe der neueren elektrodynamischen Theorien war naturgemäss, den Maxwellschen Ansatz für diejenigen Fälle zu verbessern, in denen er der Erfahrung nicht gerecht wird: also für alle Vorgänge in Eisenkörpern, für die „empfindlichsten Reaktionen" in bewegten Körpern, und für die schnellsten Veränderungen in allen Körpern.

„Die richtige Theorie" — so schliesst Hertz[2]) seine systematische Darstellung der Maxwellschen Theorie — „dürfte eine solche sein, welche in jedem Punkte die Zustände des Äthers von denen der eingebetteten Materie unterscheidet. Die Aufstellung einer dieser Anschauung entsprechenden Theorie aber schien mir zur Zeit mehr und willkürlichere Hypothesen zu erfordern, als die der hier vorgetragenen Theorie."

Die neueren Theorien fallen unter das hier gezeichnete Schema. Sie dürfen, gegenüber der Hertzschen Prognose, für sich in Anspruch nehmen, dass ihre Grundhypothese einfach ist: Jeder Einfluss des Körpers auf das Feld ist allgemeingültig bestimmt durch Ladung und Bewegung unveränderlicher „Elektronen". Jeder Einfluss des Feldes auf den Körper ist allgemeingültig bestimmt durch Kräfte, welche von Ladung, Bewegung und Feld in einfacher Weise abhängen. Erst in der Verteilung der Elektronen und in der Reaktion der Molekularkräfte kommen die spezifischen Eigenschaften der Körper zum Ausdruck.

Will man aber die Theorie mit den in ausgedehnten Körpern beobachteten Erscheinungen vergleichen, so muss man aus ihren Gleichungen die Elektronen und deren Bewegungen entfernen und dafür Grössen einführen, welche sich kontinuierlich in Raum und Zeit ändern. Die Form der Gleichungen nähert sich dann wieder der Maxwellschen; als Unterschied bleibt, für ruhende Körper, bestehen: an Stelle der Maxwellschen Proportionalitäten

$$\Lambda = \lambda E, \quad \mathfrak{E} = \varepsilon E, \quad \mathfrak{M} = \mu M$$

sind Differentialgleichungen getreten, welche die Zeit als unabhängig Veränderliche enthalten. Für die Form dieser Differentialgleichungen und die Zahl ihrer Konstanten bleibt die grösste Freiheit gewahrt. Die Maxwellsche Theorie deckt also ein kleineres Gebiet, als ihre Nachfolgerinnen; aber sie deckt es mit einem minimalen Aufwand. —

Prinzipiell aber trennt eine viel tiefere Kluft die neuere Elektrodynamik von der Maxwellschen: Die neuere ist ihrem Wesen nach atomistisch; die diskrete Elektrizitätsmenge ist ihr Grundelement; nur solange sie mit diesem operiert, ist sie einfach und bestimmt. — Die Maxwellsche Theorie ist die Theorie des Kontinuums; sie schliesst sich dadurch schon in ihrer Grundlage eng den Thatsachen an; sie spricht nur von Grössen, die beobachtet werden können, und von diesen in völlig bestimmter Weise.

Es folgt hieraus: wenn man beurteilen will, wie sich die Maxwellsche Theorie zu einem vorgelegten Versuchsergebnis verhält, so darf man sich nicht auf den Standpunkt einer Molekulartheorie stellen; denn das hiesse nicht nur, in die Maxwellsche Theorie eine wesensfremde Vorstellung hineintragen, — es hiesse auch, eine scharf definierte Grösse an einer minder scharf definierten Skala messen.

6. Nicht anders, als durch eine solche unzulässige Verrückung des Standpunkts weiss ich mir das Urteil zu erklären, das Herr Planck über den Zusammenhang der Hagen-Rubensschen Versuche und der Maxwellschen Theorie abgegeben und in einer zweiten Veröffentlichung bekräftigt hat.[1])

Nimmt man in einem Metall zunächst den allverbreiteten Äther und daneben Metall-Molekeln an, so mag es ein ausgezeichneter „einfachster" Fall sein, wenn diese Molekeln nur die Leitung, aber nicht die Polarisation beeinflussen, d. h., wenn das Leitungsvermögen individuell, die Dielektrizitäts-Konstante aber die des Äthers (ε_0) ist. In Maxwells Theorie aber ist der Wert der Dielektrizitäts-Konstante, der sich im Vakuum findet, nur einer unter den unendlich vielen, die das Metall besitzen kann. Sie betrachtet die Dielektrizitäts-Konstante nicht in höherem, sondern genau in dem gleichen Masse wie das Leitungsvermögen, als eine „spezifische Materialkonstante."

In dem vorliegenden Fall haben wir für das, was die Maxwellsche Theorie fordert, einen klassischen Zeugen: Maxwell selbst in Treatise Art. 798 ff. Ihm „kommt in dieser ganzen Sache die volle Priorität zu"; denn der

1) Wied. Ann. 67, 459, 1899.
2) „Ausbreitung der elektrischen Kraft", S. 285.

1) Im folgenden beziehe ich mich mit Anführungszeichen auf die oben citierten Planckschen Aufsätze.

Rest besteht, wie Herr Planck zutreffend bemerkt, aus „bekannten elementaren Operationen.“ [1])

Auch der von Planck einseitig bevorzugte Grenzfall ist hier behandelt (Art. 801); er heisst aber nicht, wie bei Planck: $\varepsilon = \varepsilon_0$, sondern: ε verschwindend klein für das Resultat. In der That, dies zeigen die Versuche, soweit sie durch die einfache Hagen-Rubenssche Formel darstellbar und von Planck diskutiert sind. Sie zeigen, wenn $\frac{\nu}{2\pi}$ die Schwingungszahl, dass $\frac{\varepsilon\nu}{\lambda}$ verschwindend klein ist. Das trifft zu, bei den gegebenen Werten von λ und ν, wenn $\varepsilon = \varepsilon_0$ ist; es trifft auch zu, wenn $\varepsilon = 100\,\varepsilon_0$ ist. In diesem Sinn gilt der Satz, auf den Herr Planck so grosses Gewicht legt: man „kommt mit der Dielektrizitäts-Konstante des Vakuums aus.“

So kann man also die genannten Versuche in einer von zwei Formen darstellen: betrachtet man sie für sich allein, verzichtet man auf den Zusammenhang mit der Elektrodynamik nichtmetallischer Körper, und verzichtet man vorweg auf die Ausbeute, welche vielleicht für die Metalle selbst die nächst-kürzeren Wellen geben können, so mag man ansetzen:

$$\left.\begin{aligned} -V\cdot Rot\cdot E &= \mu_0 \frac{\partial M}{\partial t} \\ V\cdot Rot\cdot M &= \lambda E \end{aligned}\right\} (A).$$

Man wird diesen Ansatz bestätigt finden.

Will man aber die Kontinuität wahren und künftiger Erfahrung nicht vorgreifen, so muss man mit Maxwell ansetzen:

$$\left.\begin{aligned} -V\cdot Rot\cdot E &= \mu \frac{\partial M}{\partial t} \\ V\cdot Rot\cdot M &= \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} + \lambda E \end{aligned}\right\} (M).$$

Die zur Diskussion stehenden Versuche werden dann ergeben: $\mu = \mu_0$; ε unterhalb gewisser (recht hoch liegender) Grenzen.

Unzulässig aber ist es, mit Planck anzusetzen:

$$\left.\begin{aligned} -V\cdot Rot\cdot E &= \mu_0 \frac{\partial M}{\partial t} \\ V\cdot Rot\cdot M &= \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + \lambda E \end{aligned}\right\} (P)$$

und dann aus der Übereinstimmung mit dem Versuch zu schliessen: also ist $\varepsilon = \varepsilon_0$. —

Soweit die zweifellosen Ergebnisse der Hagen-Rubensschen Beobachtungen. Was dürfen wir von weiterer Forschung erwarten?

Herr Planck sagt zum Schluss: „Doch möchte ich schon jetzt mit der Vermutung nicht zurückhalten, dass eine besondere, von der Schwingungszahl gänzlich unabhängige Dielektrizitäts-Konstante für Metalle ebensowenig existieren dürfte wie für nichtleitende Substanzen, bei denen bekanntlich die sogenannte Dielektrizitäts-Konstante nur für hinreichend langsame Schwingungen, bezw. für Gleichgewichtszustände, Bedeutung besitzt.“

Was hier als Vermutung bezeichnet wird, ist meines Erachtens Gewissheit. Auch hat es schwerlich jemals ein Physiker bestritten. In schärfster Form ausgesprochen habe ich es 1892 in dem von den Herren Hagen und Rubens zitierten Aufsatz [1]): unverträglich sind Erfahrung und Maxwellsche Theorie im sichtbaren Spektrum; es giebt überhaupt keine positiven Werte λ und ε, gleichviel ob konstant oder nicht konstant, welche die optischen Erfahrungen an Metallen darstellen.

Andrerseits aber hat sich der Begriff der „sogenannten Dielektrizitäts-Konstante“ bereits als brauchbar erwiesen bis zu Wellenlängen von 60 Mikron herab. Nicht ausgeschlossen scheint mir daher angesichts der Hagen-Rubensschen Versuche, dass im Ultrarot [2]) ein Gebiet liegt, — es könnte noch mehrere Oktaven umfassen —, in welchem für Metalle die Gleichungen (A) versagen, aber die Gleichungen (M) genügen.

Das würde ich für wichtig halten, wie ich es seiner Zeit für wichtig hielt, zu zeigen, dass überhaupt einem Leiter eine Dielektrizitäts-Konstante zukommt. Denn die so gemessene Dielektrizitäts-Konstante dürften und müssten wir dann als eine spezifische Materialkonstante betrachten, welche das Metall charakterisiert auch für alle kleineren Schwingungszahlen, und durch welche, zusammen mit dem Leitungsvermögen, der Vorgang bestimmt wird, der κατ᾽ ἐξοχήν dem Leiter eigen ist: das Erlöschen eines allen äusseren Einwirkungen entzogenen Feldes. Wir würden dies thun mit dem gleichen Recht, mit welchem wir von der Dielektrizitäts-Konstante 80 einer verdünnten Salzlösung sprechen, obwohl diese Konstante nur im Bereich einiger Oktaven gemessen ist, und obgleich wir wissen, dass sie für kleinere Schwingungszahlen nicht gemessen werden kann, und für höhere Schwingungszahlen nicht existiert.

Nehmen wir an, es ergäbe sich so in einem gewissen Schwingungsintervall ein bestimmtes konstantes ε für ein Metall, dann würde dies ferner andeuten, dass „selektive, auf Eigenschwingungen der Moleküle beruhende Vorgänge

1) Nicht auf diese wollte ich aufmerksam machen, sondern auf den richtigen Ansatz und seine Konsequenzen.

1) Wied. Ann. **45**, 55.

2) „In der Nähe von 5 Mikron“. E. C.

(bei Schwingungen dieser Frequenz) überhaupt nicht in Betracht kommen." Aber diese Folgerung wäre ganz unabhängig von dem gefundenen Wert von ε; sie wäre nicht, wie Herr Planck meint, an den Vakuumswert ε_0 gebunden.

Sollte ein solches Gebiet aber nicht existieren, sollte die Leistungsfähigkeit der nichtmolekularen Theorie erschöpft sein in dem Geltungsbereich der einfachen Hagen-Rubensschen Formel, — mit anderen Worten, sollten an die Schwingungszahlen, für welche (A) ausreicht, sofort diejenigen angrenzen, für welche auch (M) nicht genügt: dann würde der Systematiker, der sich die Aufgabe stellt, die Maxwellsche Theorie in einheitlicher Form darzustellen, für Metalle eine ihrem Wert nach unbekannte Dielektrizitäts-Konstante als leeres Symbol mitführen; aber nichts könnte ihn veranlassen, diesem Symbol die Bedeutung der Vakuumskonstante beizulegen.

Strassburg i. E., den 4. August 1903.

(Eingegangen 6. August 1903.)

Über die Selbstelektrisierung des Radiums und die Intensität der von ihm ausgesandten Strahlen.

Von W. Wien.

Quantitative Messungen der Radiumstrahlen haben sich bisher nur auf die elektrostatische und magnetische Ablenkung erstreckt, wodurch die Geschwindigkeit der ausgesandten Ladungen und die Grösse der spezifischen Ladung $\left(\frac{e}{m}\right)$ bekannt geworden ist. Da die von Rutherford entdeckten positiven Teilchen viel stärker als die negativen absorbiert werden, so muss durch Zurückhalten der positiven in einer für die negativen durchlässigen Hülle diese positiv geladen werden und die Grösse dieser Ladung muss ein Mass für die ausgesandte Strahlung abgeben. Um hierauf eine quantitative Messmethode für die Radiumstrahlung zu gründen, unternahm ich die Selbstelektrisierung des Radiums zu untersuchen. Inzwischen ist von Herrn Dorn[1]) eine zufällige Beobachtung veröffentlicht, aus der hervorgeht, dass die Elektrisierung, durch lange Dauer gesteigert, sehr erhebliche Beträge annehmen kann.

Um eine genügende Isolation des Radiums, das sich durch Strahlung elektrisieren sollte, zu erreichen, brachte ich 4 mg Radiumbromid in ein kleines, oben offenes Platintiegelchen, das an einem Glasfaden von gut isolierendem Glase aufgehängt war. Der Glasfaden wurde an einen Platindraht geschmolzen und dieser in eine 3 cm weite Röhre, so dass der kleine Tiegel in dieser axial und frei pendelnd hing. Unten in die Röhre war ein wenig excentrisch ein zweiter Platindraht eingeschmolzen. In der gewöhnlichen Lage der Röhre war der kleine Tiegel etwa 5 mm von dem unteren Platindraht entfernt, konnte jedoch durch eine geringe Neigung der Glasröhre mit ihm in Berührung gebracht werden.

Für gewöhnlich hatte der das Radiumbromid enthaltende Tiegel seine metallische Leitung nicht nach aussen, sondern konnte seine Elektrizität nur entweder durch den Glasfaden oder durch das Vakuum abgeben.

Das Radiumbromid konnte nach der offenen Seite des Tiegels ausstrahlen. Die Tiegelwände dagegen mussten die Strahlung zurückhalten. Bei der starken Absorptionsfähigkeit des Platins war zu erwarten, dass sowohl negative als auch positive Strahlen zurückgehalten wurden. Wenn von beiden Strahlenarten gleichviel ausgesandt wird, so kann keine Elektrisierung des Tiegels eintreten. Wenn dagegen von der einen Art mehr ausgestrahlt werden, so muss durch die Ausstrahlung durch die Tiegelöffnung eine der beiden Elektrizitäten mehr zurückbleiben.

Der Durchführung dieser Versuche stellte sich eine grosse Schwierigkeit in der Emanation entgegen, die das isolierende Vakuum fortwährend verschlechterte. Aus dem Radiumbromid entwickelt sich, wie schon von den Herren Curie und Debierne festgestellt ist, ein Gas, das stark leitet. Es ist mir nicht gelungen, diese Gasentwicklung zu Ende zu bringen, obwohl ich das zuvor erhitzte Radiumbromid während sechs Wochen in einem möglichst hohen Vakuum hielt. Wenn die Quecksilberpumpe dauernd arbeitete, so gelang es allerdings, das Vakuum bis zum Verschwinden der letzten Gasbläschen zu bringen. Nach einem Tage zeigten sich aber immer wieder Spuren von neugebildetem Gase.

Wenn das Vakuum auf die höchste erreichbare Höhe getrieben und mehrere Stunden auf dieser gehalten war und der untere eingeschmolzene Platindraht wurde mit einem Dolezalekschen Elektrometer verbunden, so zeigte das Instrument, sobald Platintiegel und Draht miteinander verbunden wurden, doch keine Spur einer Elektrisierung an.

Es konnte dieses negative Resultat zweierlei Ursachen haben. Entweder leitete das Vakuum durch die Emanation noch zu gut, oder das Radium strahlte beide Elektrizitäten in gleicher Menge aus. Nun wurde das Tiegelchen mit einem Aluminiumfenster bedeckt, das die positiven Teilchen zwar absorbiert, aber die nega-

1) Diese Zeitschr. **4**, 507, 1903.

tiven durchlässt. Da das Innere des Tiegels nicht luftdicht abgesperrt war, so konnte die Emanation noch herausdringen und das Vakuum verschlechtern.

Bei dieser Anordnung zeigte sich nun, dass der Tiegel nach kurzer Zeit im hohen Vakuum eine positive Ladung annahm, die am Elektrometer einen Ausschlag von 300 Skalenteilen bei einer Empfindlichkeit von 700 Skalenteilen pro Volt gaben. Dass aber auch im höchsten erreichbaren Vakuum die Emanation noch leitend wirkt, ergab sich daraus, dass eine Steigerung der Elektrisierung mit der Zeit schon nach einer Minute nicht mehr eintrat.

Immerhin zeigt dieser Versuch im Vergleich mit dem ersten, dass die beiden Strahlenarten in nicht allzu verschiedenen Mengen, nach der Elektrizitätsmenge berechnet, ausgesandt werden.

Für genauere Messungen musste indessen die Emanation ganz beseitigt werden. Ich zog deshalb ein dünnes Glasrohr so aus, dass die Wandstärke nur noch wenige Zehntel Millimeter betrug. In dieses wurde ein Platindraht eingeschmolzen. Die Innenwand des Röhrchens wurde überdies mit Aluminiumfolie belegt, die den Platindraht berührte. Ins Innere wurde dann das Radiumbromid gebracht und das Röhrchen zugeschmolzen. Die sich ansammelnde Elektrizität musste dann durch den Platindraht nach aussen gelangen. Das Glasröhrchen wurde nun an einem ebensolchen Glasfaden aufgehängt und in die Röhre gebracht. Es hing auch für gewöhnlich frei und der eingeschmolzene Platindraht konnte durch Neigen der äusseren Röhre mit dem in dieser eingeschmolzenen in Berührung gebracht werden.

Da das kleine, innere Glasröhrchen luftdicht abschloss, so konnte keine Emanation nach aussen gelangen und das Vakuum verschlechtern.

Wurde nun der Platindraht des inneren Röhrchens mit dem der äusseren Röhre in Berührung gebracht, während dieser mit dem Elektrometer verbunden war, so zeigte dieses einen Ausschlag, dessen Grösse von der Zeit abhing, während der das Röhrchen frei im Vakuum ohne Berührung gehangen hatte.

Als das Vakuum sehr hoch geworden war, verband ich den Draht der äusseren Röhre mit einem Elektroskop. Hatte das innere Röhrchen etwa 10 Minuten frei gehangen, so zeigte sich am Elektroskop ein Ausschlag, der einer momentanen Spannung von etwa 100 Volt entsprach. Da die Kapazität des Elektroskops und der Zuleitungen die des Röhrchens erheblich übertrifft, so musste die Spannung des Röhrchens in dieser Zeit eine erhebliche Höhe erreicht haben. Da die Strahlung des Radiums auch durch die äussere Röhre drang und die Luft im ganzen Raume leitend machte, so war die Isolation des Elektroskops eine sehr wenig gute und es verlor seine Ladung in wenig Sekunden. Messungen waren auf diesem Wege nicht anzustellen.

Um nun die in einer bestimmten Zeit durch die Radiumstrahlung hervorgerufene Elektrisierung zu messen, leitete ich den äusseren Platindraht durch einen hohen Widerstand zur Erde ab und bestimmte mit dem Elektrometer das Potential am Ende dieses Widerstandes. Aus dem bekannten Widerstand lässt sich dann die Grösse des Stromes ableiten, der dauernd von dem Radium ausgeht.

Der Widerstand selbst musste so gross sein, dass sich mit dem Elektrometer noch Beobachtungen anstellen liessen, während doch alle Isolationen einen erheblich grösseren hatten.

Als Widerstand wurde ein Glasstäbchen aus Einschmelzglas benutzt, das als Elektroden einen fest haftenden Überzug aus geschmolzenem Zinn an den Enden trug. Bei trockener Luft ist dieser Widerstand während einiger Stunden ausreichend konstant, variiert jedoch erheblich von einem Tage zum andern. Seine Grösse musste daher beständig kontrolliert werden. Es geschah dies mit Hilfe von zwei nacheinander gebrauchten Galvanometern nach d'Arsonval von Siemens & Halske und Hartmann & Braun. Die Empfindlichkeit des einen betrug $5{,}3 \cdot 10^{-10}$ Amp., die des anderen $8{,}3 \cdot 10^{-10}$ Amp. pro Skalenteil.

Zur Messung des Widerstandes wurde er mit 110 Volt Spannung und dem Galvanometer direkt verbunden. Die Empfindlichkeit dieser reichte gerade aus, um die Messung mit genügender Genauigkeit ausführen zu können. Dabei war der mit dem Platindraht der Röhre verbundene Leitungsdraht sowohl mit dem Elektrometer als mit dem einen Ende des Widerstandes verbunden, während das andere Ende mit der Erde verbunden war. Wurde der Glaswiderstand ausgeschaltet, so gaben die 110 Volt keinen Ausschlag am Galvanometer. Damit war erwiesen, dass die dem Ohmschen Gesetz folgenden Isolationswiderstände gross genug waren. Bei der leitend gemachten äusseren Luft konnte indessen der Strom unabhängig von der Spannung sein und sich deshalb nicht am Galvanometer bemerkbar machen. Deshalb machte ich noch folgenden Kontrollversuch.

Wenn der Leitungsdraht, der von der Röhre kam, mit einem Elektroskop verbunden war, so zeigte sich nach Berührung mit dem inneren Röhrchen eine Ladung, die ausserordentlich schnell abnahm oder wohl auch gar nicht beobachtbar wurde, wenn der Leitungsdraht mit der ganzen Oberfläche mit der Luft in Berührung blieb. Dagegen zeigte das Elektroskop eine erheblich grössere Ladung an, wenn der ganze Draht bis zum Elektroskop in Siegellack eingeschmolzen wurde. Auf den Strom, der

dauernd von dem Radium durch den Glaswiderstand zur Erde floss, hatte es jedoch keinen Einfluss, ob der Zuleitungsdraht isoliert war oder nicht. Der durch die Luft gehende Strom kam also nicht in Betracht.

Bei der Beobachtung wurde nun folgendermassen verfahren.

Zunächst hing das das Radium enthaltende Röhrchen frei am Glasfaden. Es wurde nun zunächst der Glaswiderstand gemessen, dann die Spannung von 110 Volt vom Galvanometer genommen und die Stellung des Elektrometers abgelesen. Dann wurde der Platindraht des Röhrchens an den nach aussen führenden Platindraht gelegt und die Ablenkung der Elektrometernadel beobachtet. Hieraus ergiebt sich die Spannung des durch den Widerstand fliessenden Stromes.

Die Übereinstimmung der mit verschiedenen Widerständen gewonnenen Ergebnisse lässt noch zu wünschen übrig. Immerhin ist die Grössenordnung der gewonnenen Zahlen als gesichert anzusehen. Anspruch auf grössere Genauigkeit können die Resultate schon deshalb nicht machen, weil die Absorption der negativen Strahlen durch die Wand des Glasröhrchens unbekannt ist.

Sind S_e die am Elektrometer abgelesenen Skalenteile, S_g die am Galvanometer abgelesenen, so ist die Stromstärke

$$i = \frac{0{,}00143\, S_e \cdot S_e\, 10^{-10}}{13{,}2} \text{ Amp. für das eine Galvanometer}$$

$$= 1{,}08 \cdot 10^{-14} \text{ Amp. } S_e \cdot S_g$$

$$i = 0{,}7 \cdot 10^{-14} \text{ Amp. } S_e \cdot S_g \text{ für das andere.}$$

Es wurden nun folgende Beobachtungen gemacht:

S_e	S_g	$S_g \cdot S_e$	i
16			
11	25	325	$3{,}51 \cdot 10^{-12}$ Amp.
13			
22	11	242	$2{,}51 \cdot 10^{-12}$ „
37	8	196	$2{,}42 \cdot 10^{-12}$ „
95	3	275	$2{,}97 \cdot 10^{-12}$ „
10	28	280	$3{,}01 \cdot 10^{-12}$ „
10	32	320	$3{,}40 \cdot 10^{-12}$ „
21	13	273	$2{,}95 \cdot 10^{-12}$ „
	Galv. I		
30	12	360	$2{,}52 \cdot 10^{-12}$ „
17	24	408	$2{,}86 \cdot 10^{-12}$ „
170	2,5	420	$2{,}94 \cdot 10^{-12}$ „
		Mittel	$2{,}91 \cdot 10^{-12}$ Amp.

Wir haben hierdurch ein Mittel, die durch die Strahlen in der Sekunde transportierte Welle zu berechnen.

Nach dem Beobachten von Des Coudres ist für die positiven Teilchen

$$\frac{m}{e} = 1{,}6 \cdot 10^{-4},$$

für die negativen ist näherungsweise

$$\frac{m}{e} = 1 \cdot 10^{-7}.$$

Nehmen wir an, dass von beiden gleichviel ausgestrahlt wird, so ist in der Sekunde für die negativen

$$m = i\, 1 \cdot 10^{-7} \text{ C. G. S.} = 2{,}9 \cdot 0{,}1 \cdot 10^{-7} \cdot 10^{-12}$$
$$= 2{,}9 \cdot 10^{-20} \text{ gr.},$$

für die positiven

$$m = 2{,}9 \cdot 0{,}1 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-4} \cdot 10^{-12} = 4{,}6 \cdot 10^{-17} \text{ gr.}$$

Man sieht hieraus, dass es gänzlich ausgeschlossen ist, die ausgestrahlten Massen durch Wägung bestimmen zu wollen.

Dagegen ist die Energie der Ausstrahlung nicht unbeträchtlich. Sehen wir von den Änderungen der Masse als Funktion der Geschwindigkeit ab und nehmen für die negativen

$$v = 2{,}5 \cdot 10^{10},$$

für die positiven $v = 1{,}65 \cdot 10^{9}$,

so ist für die ersteren

$$\frac{m}{2} v^2 = 8{,}7 \textit{ Erg.},$$

für die andern

$$\frac{m}{2} v^2 = 60 \textit{ Erg.}$$

in der Sekunde.

Würzburg, Physik. Institut, Juli 1903.

(Eingegangen 15. Juli 1903.)

Messungen des elektrischen Potentialgefälles, der Elektrizitätszerstreuung und der Radioaktivität der Luft im Hochthal von Arosa (Schweiz).[1])

Von W. Saake.

In den Monaten Februar, März und April dieses Jahres hatte ich Gelegenheit in Arosa eine Anzahl luftelektrischer Messungen auszuführen, deren Wiedergabe wegen einiger abnormer Resultate sowie, weil bis jetzt Beobachtungen über induzierte Radioaktivität der Luft relativ selten ausgeführt und mitgeteilt sind, gerechtfertigt erscheint.

A. Messungen des Potentialgefälles.

Auf eine Wiedergabe der gesamten Potentialmessungen glaube ich bei der durch die Terrainverhältnisse bedingten Unbestimmtheit der Werte umsomehr verzichten zu können, als wesentlich

1) Der Besitzerin des Sanatoriums zu Arosa, Frl. Herwig, sowie dem dirigierenden Arzte, Herrn Kollegen Sanitätsrat Dr. Jacoby, bin ich wegen Ermöglichung dieser Beobachtungen sowie wegen ihrer meinen Arbeiten allzeit bereitwillig gewährten Förderungen zu ganz besonderem Dank verpflichtet. In gleicher Weise bin ich auch den Herren Prof. Dr. Elster und Prof. Dr. Geitel für Überlassung der nötigen Apparate sowie für oft gewährten Rat dankbar.

Neues durch dieselben nicht gewonnen wurde. Nur eine der allgemeinen Erfahrung widersprechende Thatsache möchte ich nicht unerwähnt lassen. Ich habe mehrfach an klaren und niederschlagsfreien Tagen, an denen weder Eiskryställchen noch Wasserbläschen die Messungen beeinflussen konnten, das Potentialgefälle negativ gefunden. Fliessendes Wasser oder gar Wasserfälle, die die Ursache der Störung hätten sein können, waren zur Zeit der Beobachtung in der Nähe nicht vorhanden. Ebenso konnte die Anomalie nicht durch die Elektrisierung des Körpers durch die Kleidung im Verein mit der mangelhaften Leitungsfähigkeit des trockenen Schnees hervorgerufen sein, denn ich trug jedesmal für eine gute Ableitung des eigenen Körpers und des Elektroskopgehäuses Sorge. Diese Vorsicht war nicht überflüssig, da in der That solche Elektrisierungen des menschlichen Körpers (auf die schon Kapustin nach Angabe des Herrn Benndorf hinweist) in Arosa (zumal bei Föhn) den Herren Kollegen Jacoby und Ranke längst bekannte Erscheinungen sind.

B. Messungen der Elektrizitätszerstreuung.

Die Zerstreuungsmessungen nahm ich entweder in der nach Süden gelegenen, völlig offenen Liegehalle oder im Garten auf sanft abschüssigem Terrain, etwa 25 m vom Hauptgebäude entfernt, vor. Ich arbeitete fast stets mit Schutzcylinder, sodass die für diese Arbeit verwendeten Werte stets für diese Anordnung gelten. Die weitaus grösste Zahl der Beobachtungen wurde in den Zeiten 9^h—$10^h a$, 2^h—$3^h p$ und 4^h—$5^h p$ gesammelt.

Da das Material aus den Wintermonaten stammt, und die Werte der a durch Nebel und niederschlagsreiche Tage nicht selten klein ausfielen, so ist sehr wahrscheinlich, dass die folgenden Mittelwerte für $a + \mu \cdot a-$ dem Jahresmittel von Arosa nicht entsprechen, sondern unter demselben nicht unbeträchtlich zurückbleiben werden. Vielleicht wird auch die etwas beeinträchtigte Luftzirkulation in der Halle gegenüber der freien Atmosphäre die Zerstreuung in gleichem Sinne beeinflusst haben.

Das aus 189 Beobachtungen gefundene Mittel von $a+$ beträgt 1,61, das aus 197 Beobachtungen von $a-$ 1,97. Daraus berechnet sich der Mittelwert von q zu 1,22.

Die höchsten Werte betrugen für $a+$ 4,0, für $a-$ 5,0. Sie wurden in der Liegehalle bei aufgesetztem Schutzcylinder am 1. März bei völlig klarem Himmel, nachdem es 12 Stunden geschneit hatte, beobachtet. Es herrschte Föhnwind. Das Barometer zeigte einen für Arosa mittleren Stand von 607 und das Hygrometer eine relative Feuchtigkeit von 45 Proz.

Die niedrigsten Werte fielen auf den 3. April. Ich fand sie, während das Sanatorium und die ganze Umgebung in einen dichten Nebel eingehüllt war. Die relative Feuchtigkeit stieg auf 94 Proz. Die Werte betrugen für $a+$ 0,3, für $a-$ 0,4.

Die für a angegebenen Mittelwerte übersteigen die von den Herren Elster und Geitel in Wolfenbüttel ermittelten ($a+ = 1,26$, $a- = 1,34$), bleiben aber, wohl aus den angedeuteten Gründen, erheblich hinter denen für den Monat Juli gültigen von Zermatt ($a+ = 4,19$; $a- = 3,92$) zurück.

Die Grösse q, d. h. die Grösse der Unipolarität der Elektrizitätszerstreuung hat, da sie nach Elster und Geitel ausser durch das Überwiegen der einen Ionenart stark durch das im Augenblick der Messungen herrschende Potentialgefälle beeinflusst wird, keine einfache Bedeutung. Immerhin war es von Interesse, die tägliche Schwankung dieser Grösse aus dem Durchschnitt sämtlicher Unipolaritätsquotienten zu berechnen. Es ergab sich, dass die auf diese Weise konstruierte Kurve sich mit derjenigen, welche nach den von Herrn Gockel auf dem Brienzer Rothorn gewonnenen Daten konstruiert wurde, insofern in seltener Übereinstimmung befindet, als sämtliche Maxima und Minima der Kurven in genau die gleiche Zeit fallen. Nur das letzte Minimum rückt in Arosa eine Stunde gegen Mittag.

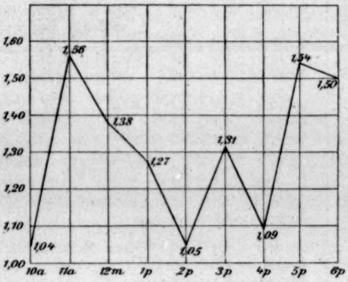

Fig. 1.

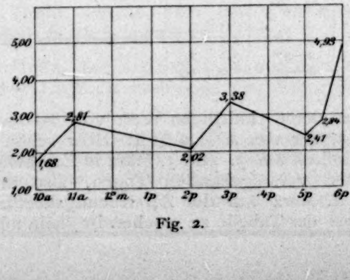

Fig. 2.

Einen ausgesprochenen Einfluss des Nebels auf die Unipolarität, wie sie Gockel angiebt, konnte ich nicht konstatieren.

Einfluss des Föhns auf die Elektrizitätszerstreuung.

Es wurden an 12 Föhntagen 34 Doppelmessungen ausgeführt. Der Einfluss des Föhns auf die Elekrizitätszerstreuung war unverkennbar und bewirkte, wie auch schon von Herrn Czermak konstatiert worden ist, eine Vergrösserung derselben.

Tabelle I.

Datum	Zeit	$a-$	$a+$	Bemerkungen
21/II.	9—10 *a*	1,3	1,1	
	10—11 *a*	1,4	0,9	
	5—6 *p*	2,4	1,4	Der Föhn beginnt.
23/II.	9—10 *a*	2,0	2,8	Während des ganzen Tages herrscht starker Föhn.
	10—11 *a*	3,3	3,3	
	10—11 *a*	3,4	3,7	
	1—2 *p*	2,3	3,0	
	2—3 *p*	3,0	3,3	
	3—4 *p*	2,0	2,4	
	4—5 *p*	2,5	3,0	
24/II.	9—10 *a*	1,7	1,4	Den ganzen Tag über schwacher Föhn.
	10—11 *a*	1,4	1,3	
	4—5 *p*	2,5	1,9	
1/III.	8—9 *a*	2,6	3,0	
	10—11 *a*	5,0	4,0	
	12—1 *p*	4,1	3,8	
	2—3 *p*	2,5	2,5	
2/III.	8—9 *a*	0,9	0,7	Abends Föhn, der den nächsten Tag andauert.
3/III.	9—10 *a*	3,0	2,6	
4/III.	10—11 *a*	1,0	1,2	Erst abends setzt Föhn ein.
5/III.	9—10 *a*	3,0	3,0	
12/III.	9—10 *a*	2,1	2,5	Klar.
	2—3 *p*	4,2	4,0	
	5—6 *p*	2,3	1,3	
26/III.	11—12 *a*	2,2	3,0	Hochnebel.
	4—5 *p*	2,2	2,2	
27/III.	8—9 *a*	4,5	4,4	
21/IV.	9—10 *a*	3,3	1,6	Klar. Es föhnt seit Mittag.
	2—3 *p*	2,6	1,6	
	5—6 *p*	3,3	1,3	
22/IV.	9—10 *a*	2,3	1,6	Himmel bedeckt.
	2—3 *p*	3,2	2,0	
	4^{30}—5^{30} *p*	3,0	1,3	
23/IV.	9—10 *a*	2,5	2,0	Es schneit bei starkem Föhn.
	2—3 *p*	3,8	3,5	
	4—5 *p*	3,6	1,7	

Der durchschnittliche Wert von $a-$ wuchs auf 2,5, der von $a+$ auf 2,4. Sehr schön tritt der Einfluss am 3. und 5. März in Erscheinung. An den voraufgehenden Tagen, also am 2. resp. 4. März war der Zerstreuungskoeffizient, wie aus der Tabelle zu ersehen ist, kein aussergewöhnlicher. Gegen Abend resp. in der Nacht setzte dann der Föhn ein, der die nächsten Morgenwerte so hoch anschwellen liess.

Einfluss des Nebels auf die Elektrizitätszerstreuung.

Trotzdem der verflossene Winter in Arosa keineswegs arm an Nebeltagen war, so war es mir dennoch nicht möglich, an mehr als zwei Tagen Zerstreuungsmessungen bei Nebel auszuführen. Der Grund lag daran, dass die Nebel gerade den Ort des Sanatoriums meist freiliessen. Entweder füllten die Nebel das Thal, ohne unsere Höhe zu erreichen, oder sie verhüllten nur die Spitzen der nächstgelegenen Berge.

Die beiden Nebeltage, die auch unseren Standort in zeitweise sehr dichtem Nebel einhüllten, liessen einen deutlichen Einfluss auf die Leitfähigkeit der Luft in dem schon bekannten Sinne merkbar werden.

Die Schwankungen der Zerstreuungskoeffizienten an beiden Tagen sind insofern recht instruktiv, als jede Annäherung des Nebels an unseren Standort sofort ein Anschwellen des Potentialgefälles und einen Abfall der Grössen $a+$ und $a-$, jedes Fortgehen des Nebels einen entgegengesetzten Einfluss ausübte.

Tabelle II.

Datum	Zeit	Potentialgef. Voltmeter	$a+$	$a-$	Bemerkungen
3/IV.	$9^{h}20'a$			0,52	Fast nebelfrei.
	$9^{h}40'a$	320	0,15		Nebel kommt zu uns.
	$10^{h}2'a$			0,37	
	$10^{h}27'a$		0,37		Nebel sehr dicht.
	$11^{h}53'a$	320		0,49	
	$12^{h}19'a$	400	0,27		
	$12^{h}47'a$	180		1,87	Es ist bei uns völlig klar geworden, die gegenüberliegenden Berge erscheinen im Sonnenschein.
	$1^{h}50'p$	180	0,98		
	$4^{h}30'p$			2,10	
	$4^{h}50'p$	190	0,70		Der Nebel kommt zurück.
	$6^{h}45'p$	300		0,52	Sehr dichter Nebel füllt das ganze Thal.
	$7^{h}5'p$		0,33		
29/III.	$9^{h}50'a$			1,5	Es schneit.
	$10^{h}17'a$		1,2		"
	$12^{h}50'p$			1,7	"
	$2^{h}40'p$		1,2		"
	$4^{h}40'p$			1,4	"
	$5^{h}p$	107	1,3		"
	$6^{h}p$	200		0,9	Es kommt Nebel zu uns.
	$6^{h}17'p$	300	0,8		
	$6^{h}30'p$	370		0,5	

Am 29. März war die Beobachtung des Einflusses von Nebel insofern noch interessanter, als es den ganzen Tag leise schneite. Das

geringe Schneegestöber übte, solange es nicht mit Nebel kombiniert war, keinen nennenswerten Einfluss auf den Zerstreuungskoeffizienten aus. Letzterer sank jedoch sofort, als gegen 6 Uhr unser Standort in Nebel eingehüllt wurde. Da das Hygrometer eher fiel als stieg, so ist es ersichtlich, dass der Wassergehalt der Luft so lange den Zerstreuungskoeffizienten nicht merklich beeinflusst, als das Wasser nicht in tropfbarer Form in der Luft enthalten ist und die Ionen träge und schwer beweglich macht.

Tägliche Schwankung der Zerstreuungskoeffizienten.

Die durchschnittliche tägliche Schwankung von $a+$ und $a-$ suchte ich auf die Weise zu bestimmen, dass ich alle erhaltenen Werte in eine Tabelle, die eine Rubrizierung von 10 zu 10 Minuten gestattete, eintrug, und nur dort den Durchschnittswert berechnete und verwendete, wo mehr als drei Beobachtungen zur gleichen Zeit vorlagen. Die so erhaltenen Zahlen zwischen 9 und 10*a*, 12*a* und 1*p*, 2*p*, 3*p* und 4 und 5*p* zog ich wieder zu Durchschnittswerten zusammen. Alle anderen Werte wurden vernachlässigt.

Tabelle III.

Zeit	9—10*a*	12—1*p*	2—3*p*	4—5*p*
$a-$	2,02	1,55	1,39	1,99
$a+$	1,57	1,61	1,49	1,40

Es leuchtet ein, dass vorstehende Zahlenreihe, da in ihr Werte von meteorologisch ungleichartigen Tagen zu Mittelwerten vereinigt wurden, nicht die Schwankungen der Zerstreuungskoeffizienten bei normaler Witterung darstellt. Um für diese einen Anhalt zu gewinnen, bestimmte ich am 27. April, einem wolkenlosen Tage, die Zerstreuungskoeffizienten in ununterbrochener Folge von 8*a* bis 7*p*. Das Resultat ist in Fig. 3 wiedergegeben.

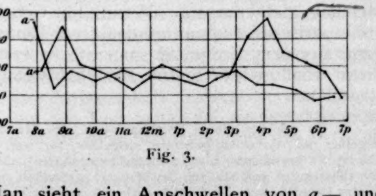

Fig. 3.

Man sieht ein Anschwellen von $a-$ und ein Absinken von $a+$ mit vorrückender Tageszeit, was mit anderen Beobachtungen im Einklange steht. $a-$ zeigt zwei Maxima, eines um 9*a*, eines abends zwischen 4^h und 5^h. Zu dieser Kurve würde sehr gut die Kurve der durchschnittlichen täglichen Schwankung von q passen.

C. Messungen der induzierten Radioaktivität der Luft.

Bezüglich der angewandten Methode und der Auswertung der gewonnenen Zahlen im allgemeinen verweise ich auf die betreffenden Darlegungen der Herren Elster und Geitel. Im besonderen sei Folgendes bemerkt. Der Draht zur Messung der induzierten Radioaktivität der Luft war nahe vor der Liegehalle zwischen guten Isolatoren, die event. eine Trocknung mittels Natrium gestatteten, ausgespannt. Seine Länge betrug 10 m.

Als Elektrizitätsquelle diente eine kleine Influenzmaschine, die die Anwendung einer Spannung bis zu 10000 Volt gestattete. Ich war jedoch bestrebt, während der jedesmal 30' dauernden Exposition die Spannung auf nur 2500 Volt zu halten, um die Resultate direkt denen vergleichbar zu machen, welche die Herren Elster und Geitel zur gleichen Zeit und um die gleichen Stunden in Wolfenbüttel ermittelten. Da jedoch das Halten der Spannung auf genau 2500 Volt während $^1/_2$ Stunde mit der Influenzmaschine sich als schwierig, ja fast unmöglich erwies, so konstruierte ich einen Regulator, wie ihn Rutherford schon anwandte, indem ich mit dem exponierten Draht eine isolierte Metallscheibe verband und dieser gegenüber eine zur Erde abgeleitete sehr spitze Nadel anbrachte, deren Abstand so reguliert wurde, dass durch Glimmentladung der Überschuss der zugeführten Elektrizität ständig abfloss, sodass das Hochspannungselektrometer dauernd genau 2500 Volt zeigte, und diese Spannung sich unabhängig vom Gange der Maschine konstant erhielt. Dort, wo die Werte abnorm gross oder klein ausfielen, wiederholte ich die Messungen unter Verwendung eines neuen Drahtes. Einige Male stellte sich heraus, dass die Maschine die Pole gewechselt hatte und der Draht positiv geladen gewesen war. Ich konnte auf diese Weise durch sofortige Wiederholung des Versuches mit negativer Ladung das Resultat der Herren Elster und Geitel bestätigen, dass auch durch positive Ladung eine induzierte Radioaktivität am Draht auftritt, aber eine 4 bis 30mal geringere als bei negativer Ladung.

Einfluss der Höhenlage auf den Gehalt der Luft an radioaktiver Emanation.

Zunächst war interessant die in Arosa erhaltenen Aktivierungszahlen mit denen zu vergleichen, die unter den gleichen Versuchsbedingungen in Wolfenbüttel beobachtet waren. Ich habe die Werte in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Tabelle IV.

Datum	Arosa	Wolfenbüttel
20. II.	19,0	11,8
21.	14,0	18,4
22.	8,0	7,0
23.	7,0	24,0
24.	0,4	16,4
25.	84,0	21,0
27.	31,5	11,6
28.	27,8	19,9
1. III.	**123,3**	9,1
3.	44,0	12,1
4.	12,0	5,0
5.	1,3	8,9
6.	22,5	4,6
7.	9,0	7,0
8.	12,0	10,5
9.	28,2	16,7
10.	65,9	8,6
11.	**104,0**	15,5
13.	37,2	12,9
14.	85,0	11,0
15.	36,7	16,4
18.	78,8	13,8
19.	39,4	5,6
20.	92,7	6,9
21.	28,2	9,2
22.	35,4	19,3
23.	28,0	24,2
24.	27,7	4,5
4. IV.	63,5	10,2
5.	9,7	3,5
7.	21,0	5,8
20.	20,3	10,7
21.	20,5	6,7
22.	32,7	9,7
23.	22,5	**27,4**
Durchschnitt	36,1	12,2

Man sieht, dass nicht nur die Maxima in Arosa ganz auffällig höher sind als in Wolfenbüttel, sondern dass auch der Mittelwert für Arosa den Mittelwert für Wolfenbüttel um etwa das Dreifache übertrifft. Wenn jedoch sämtliche 40 in Arosa um die Mittagszeit erhaltenen Werte, also auch die, für welche simultane Werte in Wolfenbüttel nicht vorliegen, zur Durchschnittsberechnung herangezogen werden, so berechnet sich der Durchschnittswert für Arosa auf 43,4.

Einfluss der Elektrizitätszerstreuung auf *A*.

Da nach den Versuchen von Elster und Geitel in geschlossenen Räumen die Leitfähigkeit der Luft um so höher ist, je höher ihr Gehalt an radioaktiver Emanation, so lag es nahe, nachzuforschen, ob für die in dem Hochthal von Arosa enthaltene Luft die gleiche einfache Beziehung existiere. Nach meinen Beobachtungen ist dies indessen nicht der Fall. Weder eine Nebeneinanderstellung der an verschiedenen Tagen erhaltenen Zerstreuungs- und Aktivierungszahlen, noch ein Vergleich der täglichen Variationen beider Grössen liess auf eine deutliche Abhängigkeit derselben voneinander schliessen.

Einfluss der Bewölkung auf *A*.

Berechnet man den Mittelwert von *A* einmal aus sämtlichen niederschlags- und wolkenlosen Tagen und zweitens aus allen Tagen mit einer Bewölkung über 5, so ist dieser Wert im ersten Fall 57,7, im zweiten 21,3. Man wird nicht fehlgehen, in diesem Verhalten einen Einfluss der Sonnenstrahlung zu erkennen, zumal ein ähnlicher Einfluss bei der täglichen Schwankung der Aktivierungszahl zu Tage tritt.

Tägliche Variation der Aktivierungszahl.

Auch für die Aktivierungszahl habe ich an einigen Tagen, nämlich am 28., 29., 30. April und am 31. Mai, die tägliche Schwankung bestimmt.[1]) Die Beobachtungen sind wiedergegeben in Fig. 4.

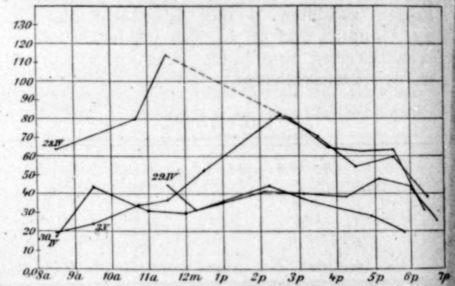

Fig. 4.

Danach steigt die Radioaktivität der Luft von $8a$ bis $2p$ ziemlich gleichmässig an, um dann wieder abzunehmen. Die kleinsten Werte wurden unmittelbar nach Sonnenuntergang beobachtet. Eine Abhängigkeit der *A* vom Stande der Sonne ist unverkennbar. Welcher Art diese ist, darüber möchte ich eine abschliessende Meinung nicht äussern. Wenn der Gehalt der atmospärischen Luft an radioaktiver Emanation ganz aus dem Erdboden stammt, so erscheint dieser Einfluss der Sonne zunächst wenig verständlich.

1) Da ich bei diesen Bestimmungen eine Messung unmittelbar an die voraufgehende anschloss, so war es notwendig, zu bestimmen, ob die einmal exponierten Drähte von der anhaftenden radioaktiven Substanz so gründlich gereinigt werden konnten, dass eine Fehlerquelle aus etwa noch anhaftender Substanz sicher vermieden wurde. Versuche ergaben, dass selbst energisches Abreiben mit NH_4 und darauf mit Smirgelpapier die letzten Reste radioaktiver Substanz nicht beseitigen konnte. Ich arbeitete deswegen mit drei Drähten, sodass jeder Draht eine Ruhepause von $1^1/_2$ bis 2 Stunden hatte. Diese Zeit im Verein mit der oben erwähnten Reinigung erwies sich als vollauf ausreichend.

Bestimmung der Aktivierungszahl bei Föhn.

Leider mussten an mehreren ausgeprägten Föhntagen die Messungen der induzierten Radioaktivität wegen Defekte an der Influenzmaschine ausfallen, sodass ich nur über Beobachtungen an fünf Föhntagen zu verfügen habe. Aus der Mehrzahl dieser Beobachtungen scheint gefolgert werden zu dürfen, dass die Föhnlage den Wert für A herabdrückt, wie sie ihn für a vergrössert. Nur der ganz abnorm hohe Wert für A am 1. März widerspricht dieser Schlussfolgerung. Wie weit andere mir entgangene oder vorläufig überhaupt unkontrollierbare Faktoren ursächlich mitgewirkt haben, ist aus dem vorliegenden Materiale nicht zu entscheiden.

Tabelle V.

Datum	A	$a-$	$a+$
23/II.	7	2,7	3,0
1/III.	123	3,5	3,1
12/III.	6,7	2,8	2,6
17/III.	10,0	?	?
23/IV.	22,5	3,6	2,6

Aktivierungsversuche im natürlichen Felde der Erde.

Da es vom ärztlichen Standpunkt aus wichtig war, zu wissen, wie weit das elektrische Feld der Erde bei seiner auf exponierten Höhen oftmals beträchtlichen Stärke imstande sei, die radioaktive Substanz aus der umgebenden Atmosphäre auf Gegenstände und Personen, die sich im Bereiche der Kraftlinien dieses Feldes befinden, niederzuschlagen, so nahm ich auch darauf gerichtete Versuche vor. Schon die Herren Elster und Geitel haben bekanntlich an Drachenschnüren und an einem zwischen zwei Gebäuden ausgespannten Draht deutlich messbare Radioaktivität nachgewiesen. Meine Versuchsanordnungen waren folgende. Ich spannte zunächst an einer Böschung des Sanatoriumsgarten zwischen zwei Stangen von je 2 m Höhe einen 20 m langen Draht aus und beliess ihn 24 Stunden an diesem Ort. Eine darauf vorgenommene Bestimmung von A ergab am 3. April A gleich 7,14. Während die Spannung ohne Anwesenheit des exponierten Drahtes in 15′ um 2,9 Volt sank, fiel sie bei Anwesenheit des Drahtes im Schutzcylinder um 38,6 Volt in der gleichen Zeit. Das Potentialgefälle betrug im Beginn der Exposition am 2. April $5^h p$ etwa 147 Voltmeter, am folgenden Tage bewegte es sich zwischen 320 Voltmeter am Vormittage und 300 Voltmeter am Nachmittage. Eine zweite Messung am 5. April ergab A gleich 4,5. Das Potentialgefälle betrug von 120 Voltmeter am 4. April bis über 500 Voltmeter am 5. April. Von $11^{30'}$ bis $12^h\,30'$ war es vorübergehend negativ gewesen.

Diese Versuche zeigen, dass auch ohne künstliche Elektrisierung auf allen frei über die Erdoberfläche emporragenden Leitern deutlich nachweisbare radioaktive Substanz niedergeschlagen wird. Wegen der Inkonstanz des natürlichen elektrischen Feldes der Erde sind die Versuchsbedingungen für verschiedene Orte und Zeiten nicht ohne weiteres als gleichwertig anzusehen. Immerhin ist es von Interesse, dass an anderen Orten die Selbstaktivierung unter ähnlichen Bedingungen viel geringer gefunden ist. So erhielten Elster und Geitel in Wolfenbüttel A ungefähr gleich 2, Elster in Juist A gleich 1.

Da anzunehmen war, dass die Werte bei Exposition des Drahtes auf der Spitze des Tschuggens (2100 m) noch grösser ausfallen würden, so wiederholte ich die Versuche in dieser Höhe. Leider konnte ich die Messungen nicht ausführen, denn als ich zu diesem Zweck meine Apparate mühsam hinaufgebracht hatte, waren meine Stangen samt dem exponierten Draht von Knaben des Dorfes entwendet. Um nicht ganz unverrichteter Sache die Mühe des Hinauftransportierens der Apparate gehabt zu haben, nahm ich von einer auf der Höhe befindlichen Fahnenstange den letzten Rest einer zerfetzten Fahne (etwa 15—19 cm im Quadrat) und wickelte ihn um den Drahtcylinder des Zerstreuungsapparates. Der Spannungsabfall ohne Fahnenstück betrug in 10′ 8,1 Volt, mit Fahnenrest 14,7 Volt, also fast das Doppelte.

Der hohe Betrag der Selbstaktivierung in Arosa ist wohl der Kombination zweier Ursachen zuzuschreiben, einmal dem hohen Gehalt der Atmosphäre an radioaktiver Emanation und ferner dem im Vergleich mit der Ebene stärkeren elektrischen Felde, welches einen grösseren Spannungsunterschied zwischen dem negativ elektrischen Draht und den positiven Ionen der Luft bedingt.

Da nun aus den Versuchen mit Radium, die in neuester Zeit besonders von französischen Autoren [1]) angestellt wurden, hervorgeht, dass die Becquerelstrahlung zum Teil sehr energische Wirkungen auszuüben vermag, so ist es immerhin möglich, dass auch die von der auf dem menschlichen Körper niedergeschlagenen radioaktiven Substanz ausgehenden Becquerelstrahlen auf das Befinden der sich im Hochgebirge aufhaltenden Personen einen

1) Georges Bohn, Influence des rayons du radium sur les animaux en voie de croissance. Comptes rendus 1903, No. 17; Derselbe, Infl. des rayons du rad. sur les oeufs vierges et fécondés, et sur les premiers stades du développement. Ibid. No. 18; M. J. Danysz, De l'action pathogène des rayons et des emanations émis par le radium sur différents tissus et différents organismes. Ibidem No. 7.

Einfluss ausübt. Vielleicht liegt hierin ein bislang nicht gewürdigter Faktor des Hochgebirgsklimas. Die Resultate meiner Beobachtungen sind in kurzer Zusammenstellung folgende:

1. Das Potentialgefalle kann an klaren und wolkenlosen Wintertagen negativ sein.

2. Die Mittelwerte der Zerstreuungskoeffizienten für Arosa sind in den Monaten Februar, März und April für $a-$ 1,97 und für $a+$ 1,61.

3. Die Föhnlage erhöht den Betrag der Elektrizitätszerstreuung für beide Elektrizitäten ziemlich bedeutend.

4. Der Nebel übt die entgegengesetzte Wirkung aus.

5. Die tägliche Schwankung der Grösse $a-$ zeigt ein morgenliches Maximum um $8^h a$ und ein abendliches zwischen 4^h und 5^h. Dazwischen liegt eine mittägliche Depression. Die Kurve für $a+$ zeigt ein Maximum um $9^h a$.

6. Der Gehalt der Atmosphäre an radioaktiver Emanation ist in Arosa etwa dreimal so gross wie in Wolfenbüttel und etwa neunmal so gross wie in Juist an der Nordseeküste.

7. Eine deutliche Abhängigkeit der Grösse A von a tritt nicht zu Tage.

8. An klaren Tagen werden grössere Werte der induzierten Radioaktivität der Atmosphäre beobachtet, als an trüben oder niederschlagsreichen Tagen.

9. Föhnlage scheint den Wert A zu verringern.

10. Die Kurve der täglichen Schwankung der Grösse A zeigt ihren Kulminationspunkt etwas nach Mittag und einen jähen Abfall nach Untergang der Sonne.

11. Schon die Stärke des elektrischen Feldes der Erde reichte aus, um erhebliche Mengen radioaktiver Substanz auf Gegenständen, die im Bereich der Kraftlinien dieses Feldes sich befinden, niederzuschlagen.

Schöningen, Juli 1903.

(Eingegangen 2. August 1903.)

Die absolute Messung der elektrischen Leitfähigkeit und der spezifischen Ionengeschwindigkeit in der Atmosphäre.

Von H. Gerdien.

Die Hauptaufgabe der luftelektrischen Forschung ist es zur Zeit, den Elektrizitätsaustausch zwischen Erde und Atmosphäre zu untersuchen, der unter der Wirkung des elektrischen Erdfeldes in der ionisierten Luft stattfindet. Die Messung der Feldstärke bietet heute selbst in den grössten bisher mittels des Luftballons erforschten Höhen unserer Atmosphäre keine erheblichen Schwierigkeiten; von der Bestimmung der Leitfähigkeit der Luft lässt sich zur Zeit noch nicht dasselbe sagen. Wir besitzen noch keine einwandfreie Methode, die uns die Leitfähigkeit, d. h. das Aggregat $\varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n)$ — ε die Ladung des einzelnen Ions in elektrostatischem Masse, n_p, n_n Anzahl der positiven bezw. negativen Ionen im ccm, v_p, v_n Beweglichkeit oder spez. Ionengeschwindigkeit, gemessen in cm/sec bei einer in Volt/cm gegebenen Feldstärke — direkt zu messen gestattet, wir sind bisher nur imstande, mittels des von H. Ebert angegebenen Aspirationsapparates[1]) die Ionisationen n_p und n_n der positiven und negativen Ionen gesondert zu bestimmen — vorausgesetzt, was man wohl nach dem heutigen Stande der Entwicklung der Ionentheorie als gesichert betrachten darf, dass die Ladung des einzelnen Ions ε eine universelle Konstante ist — und unter Benutzung der im Laboratorium für den betreffenden Gasdruck ermittelten Ionenbeweglichkeiten die Leitfähigkeit der Luft zu berechnen. Dieses Verfahren muss wohl als ein recht unbefriedigendes bezeichnet werden, weil die Übertragung einer im Laboratorium ermittelten Zahl in die Physik der Atmosphäre — die in vielen anderen Fällen zweifellos erlaubt ist — gerade bei der Ionenbeweglichkeit Bedenken erregen kann.

Die Abhängigkeit der Ionenbeweglichkeit von dem Zustande des Gases ist bisher nur im Falle des Gasdruckes quantitativ untersucht worden; es hat sich ergeben, dass man die Ionenbeweglichkeit innerhalb der vorerst in der Atmosphäre in Betracht kommenden Grenzen als dem Gasdruck umgekehrt proportional betrachten darf. Auch ist eine Abhängigkeit der Ionenbeweglichkeit von dem Feuchtigkeitsgehalte des Gases beobachtet worden; dass eine solche Abhängigkeit wahrscheinlich ist, lässt sich leicht plausibel machen. Vermutlich haben wir es in Gasgemischen gar nicht mit einer einzigen Ionenart eines Vorzeichens zu thun, sondern wahrscheinlich mindestens mit soviel Ionengattungen, als verschiedene Bestandteile in dem Gasgemisch vorhanden sind; bezeichnet man die verschiedenen Bestandteile des Gemisches mit den Indices 1, 2, 3 ⋯ und mit den entsprechenden Indices die bezüglichen n_p und v_p, n_n und v_n, so verwandelt sich der oben als Leitfähigkeit eingeführte Ausdruck in den allgemeineren:

$$\varepsilon\,(n_{p_1} v_{p_1} + n_{p_2} v_{p_2} \cdots + n_{n_1} v_{n_1} + n_{n_2} v_{n_2} \cdots).$$

Der Ausarbeitung einer Methode, die die einzelnen $n_{p\lambda}$, $n_{n\lambda}$, $v_{p\lambda}$, $v_{n\lambda}$ getrennt zu ermitteln gestattet, scheinen sehr grosse Schwierigkeiten entgegen zu stehen, auch ist eine derart spezialisierte Untersuchung bei dem gegenwärtigen Stande der Forschung wohl schwerlich

1) Diese Zeitschr. **2**, 662, 1901.

erwünscht, man kann sich vorerst bei Gasgemischen mit einer „mittleren“ Beweglichkeit der Ionen begnügen, die man definiert als

$$v_p = \frac{\sum_{\lambda} n_{p\lambda} v_{p\lambda}}{\sum_{\lambda} n_{p\lambda}} \quad \text{bezw.} \quad v_n = \frac{\sum_{\lambda} n_{p\lambda} \cdot v_{n\lambda}}{\sum_{\lambda} n_{p\lambda}}.$$

Diese Ausdrücke lassen unmittelbar ersehen, dass jede Änderung in der Zusammensetzung des Gasgemisches — und in der Atmosphäre findet dauernd eine solche Änderung in der Konzentration ihres meteorologisch interessantesten Bestandteils, des Wasserdampfes, statt — nicht nur die

$$n_p = \sum_{\lambda} n_{p\lambda} \quad \text{und} \quad n_n = \sum_{\lambda} n_{n\lambda},$$

sondern auch die mittleren Beweglichkeiten v_p und v_n zu beeinflussen imstande ist.

Ganz allgemein lässt sich sagen, dass die Ionenbeweglichkeit proportional sein muss der Ionenladung und umgekehrt proportional dem Reibungswiderstande, den das mit einer oder mehreren Molekülmassen beladene Elektron bei seiner Bewegung durch das Gas erfährt; die Ionenladung kommt, da wir sie als universelle Konstante angenommen haben, für die weiteren Überlegungen nicht in Betracht, wohl aber sind alle Umstände, die eine Änderung des Reibungswiderstandes bewirken können, für die Änderungen der Ionenbeweglichkeit massgebend. Es ist denkbar, dass die Beweglichkeit der Ionen in Luft, die mit Wasserdampf nahezu gesättigt ist, durch Anlagerung eines und dann mehrerer Wassermoleküle an das Luftion in messbarer Weise verändert wird. Es wäre von grosser geophysikalischer Bedeutung, wenn sich thatsächlich eine solche Beeinflussung der Ionenbeweglichkeit in der Nähe des Sättigungspunktes ergeben sollte, denn dadurch wäre der erste Schritt gethan zur Aufdeckung eines Zusammenhanges zwischen zwei fundamentalen Eigenschaften der Ionen, die die wichtigste Ursache einerseits des normalen elektrischen Feldes der Erde, der Schönwetterelektrizität und andererseits der Niederschlags- und Gewitterelektrizität zu sein scheinen: die eine dieser fundamentalen Eigenschaften der Ionen ist die Verschiedenheit der Beweglichkeit der positiven und der negativen Ionen, die andere die von C. T. R. Wilson entdeckte Fähigkeit der negativen Ionen, dem Wasserdampf schon bei geringer Übersättigung als Kondensationskerne dienen zu können als die positiven. Es ist Aussicht vorhanden, dass dieser gesuchte Zusammenhang durch systematische Messungen der Ionenbeweglichkeit und der relativen Feuchtigkeit gefunden werden kann.

Diese Überlegungen bestimmten mich, eine mittels transportablen Apparates durchführbare Methode zur Messung der Ionenbeweglichkeit in der Atmosphäre und damit der Leitfähigkeit auszuarbeiten. Stellt man sich eine solche Aufgabe, so muss man sich darüber klar sein, dass für den Luftelektriker, der mit seinem Werkzeug auch unter den schwierigsten äusseren Umständen — in allen Klimaten der Erde, im Luftballon u. s. w. — zu arbeiten hat, jede weitere Vermehrung seines schon jetzt recht umfangreichen und kostbaren Instrumentariums eine weitere Erschwerung der Arbeit bedeutet; man hat sich also thunlichst an die vorhandenen und allgemein eingeführten Apparate zu halten und zu versuchen, ob sie nicht durch Modifikation der Versuchsbedingungen oder doch nach Vornahme geringfügiger Änderungen eine Lösung der neuen Aufgabe gestatten.

Zur Messung der Ionenbeweglichkeit kann nun in der That der Ebertsche Aspirationsapparat benutzt werden, wenn man entweder die Geschwindigkeit des Luftstromes soweit steigert oder die Betriebsspannung soweit erniedrigt, dass dem aspirierten Luftvolumen nur ein Bruchteil der gesamten in ihm enthaltenen Ionenmenge entzogen wird. Es dürfte nicht vorteilhaft sein und auch grosse Schwierigkeiten bieten, die Geschwindigkeit des Luftstromes in dem zur Messung der Ionenbeweglichkeit erforderlichen Verhältnis zu steigern, dagegen schien es mir praktisch wohl durchführbar, die Betriebsspannung in der gewünschten Weise zu erniedrigen. Zwar besitzen wir zur Zeit noch kein in Doppelschaltung benützbares Elektrometer mit einem Messbereich von etwa 5—25 Volt, das mit gleicher Berechtigung als transportabel bezeichnet werden könnte wie das Exner-Elster-Geitelsche Aluminiumblattelektrometer; man muss also, wenn man dieses bewährte Instrument beibehalten will, nach anderen Mitteln suchen, die niedrigen Potentiale in messbarer Weise herzustellen. Da man hier mit einer abgetrennten Elektrizitätsmenge arbeiten muss, liegt es nahe, zu diesem Zweck die Kapazität des Systems variabel zu machen; ich habe an das Elektrometer einen kleinen Kondensator angeschlossen, dessen Kapazität innerhalb weiter Grenzen messbar kontinuierlich variiert werden kann. Zum Ablesen der Spannungen vor und nach dem Aspirationsprozess, den man zweckmässig durch ein zwischen Aspirator und Cylinderkondensator geschaltetes Ventil begrenzt, wird das geladene System auf das Minimum der Kapazität gebracht, während des Durchsaugens der Luft ist es auf einen gewissen grösseren Wert der Kapazität, der aus der Ablesung an der Skala des Kondensators ermittelt wird, somit auf ein bekanntes niedrigeres Potential eingestellt.

Zur Messung der Ionenbeweglichkeit sind zwei Beobachtungssätze für jede Ionenart, z. B. die positiven Ionen, notwendig, die man mög-

lichst schnell nacheinander, oder noch besser, falls zwei Ebertsche Aspirationsapparate zur Verfügung stehen, gleichzeitig ausführt:

1. Man bestimmt nach dem Verfahren von H. Ebert den Gehalt an positiven Ionen (bei hoher Spannung),
2. man führt die entsprechenden Operationen bei verringerter Betriebsspannung aus;

bezeichnet dann V_1' die Anfangsspannung, V_1'' die Endspannung, G_1 die mittlere Luftgeschwindigkeit, t_1 die Dauer der Aspiration, C_1 die Kapazität des Apparates im ersten Falle, V_2', V_2'', G_2, t_2, C_2 die entsprechenden Grössen im zweiten Falle, r_a und r_i den halben Durchmesser der äusseren bezw. inneren Cylinderfläche des Kondensators und l seine Länge, so gilt, wie eine einfache Rechnung zeigt, für die Ionenbeweglichkeit

$$v_p = \frac{lg V_2' - lg V_2''}{V_1' - V_1''} \cdot \frac{t_1}{t_2} \cdot \frac{C_2}{C_1} \cdot \frac{G_1 (r_a^2 - r_i^2)}{2l} \cdot lg\left(\frac{r_a}{r_i}\right).$$

Dabei ist angenommen, dass die Luftströmung innerhalb des Cylinderkondensators mit räumlich konstanter Geschwindigkeit und in geraden, achsenparallelen Stromlinien erfolgt, es ist also die Störung dieses fingierten Stromlinienverlaufes durch den Träger des inneren Cylinders nicht berücksichtigt. Ferner ist auch die durch diesen Träger herbeigeführte Änderung des elektrischen Feldes zwischen den Cylinderflächen, die Änderung des Feldes infolge räumlicher Änderung der Ionisation sowie die Regenerierung der Ionen innerhalb des Cylinderkondensators vernachlässigt.

Dem von mir benutzten Apparat[1]) habe ich, um schneller beobachten zu können, so grosse Dimensionen gegeben, als mit dem Erfordernis der Transportfähigkeit noch vereinbar erschienen. Der Aspirator bringt in dem 50 mm weiten und 60 cm langen Rohr des Cylinderkondensators eine mittlere Luftgeschwindigkeit von 410 cm/sec hervor, wodurch bei einer Minimalkapazität von etwa 39 cm unter normalen Verhältnissen schon nach 5 Minuten Aspirationsdauer am Elektrometer eine bequem messbare Spannungsabnahme erzielt wird.

Aus je vier Einzelmessungen lassen sich also v_p, v_n, n_p, n_n einzeln ermitteln, man kann somit auch unter Benutzung des bekannten Wertes von ε die Leitfähigkeit berechnen. Bemerkenswert ist nun, dass die Leitfähigkeit in absolutem Masse schon aus zwei Einzelmessungen mit niedriger Anfangsspannung bestimmt ist und zwar unabhängig von einer Messung der Luftgeschwindigkeit im Kondensator, die sich nur recht ungenau durchführen lässt. Falls man nämlich sicher ist, dass bei der angewandten Luftgeschwindigkeit und Spannung und den Dimensionen des Cylinderkondensators nicht alle Ionen der durchgesaugten Luft entzogen werden, sondern nur ein Bruchteil derselben, gilt

$$\varepsilon \cdot V_p \cdot n_p = \frac{lg V_2' \cdot lg V_2''}{t_2} \cdot \frac{C_2}{300 \cdot \pi} \cdot \frac{lg\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}{2l}$$

in absolutem elektrostatischem Masse. Führt man also je eine Messung für die positiven Ionen und eine für die negativen Ionen aus, so erhält man einzeln die Produkte

$$\varepsilon \cdot v_p \cdot n_p \text{ und } \varepsilon \cdot v_n \cdot n_n,$$

deren Summe die Leitfähigkeit ist. Legt man also auf die Messung der spezifischen Ionenzahl und spezifischen Ionengeschwindigkeit keinen Wert, so kann man durch zwei Messungsreihen ohne weiteres die Leitfähigkeit erhalten.

Die mit dem Apparate gemessenen spezifischen Ionengeschwindigkeiten schwankten am Erdboden zwischen

1,32 und 1,40 cm/sec für die positiven und
1,52 „ 1,75 „ für die negativen Ionen.

Bei einer am 1. und 2. Juli 1901 von Göttingen aus unternommenen Ballonfahrt hatte ich Gelegenheit, in mässigen Höhen Messungen der spezifischen Ionenzahlen und Ionengeschwindigkeiten auszuführen. Leider waren die äusseren Umstände diesem Unternehmen nicht sehr günstig; denn während des ersten Teiles der Fahrt (Nachtfahrt) war der Ballon ständig im langsamen Fallen oder schnellen Steigen begriffen, sodass die gemessenen Werte der spezifischen Ionenzahlen nur als Mittelwerte für die durchschnittenen Schichten gelten können. Die Messungen der spezifischen Ionengeschwindigkeit wurden also durch dauerndes Variieren der spezifischen Ionenzahlen unmöglich und wären selbst bei wesentlich ruhigerer Höhenlage des Ballons sehr ungenau ausgefallen, da da der Ionengehalt infolge dichten Dunstes nur ein so geringer war, dass selbst mit dem benutzten Apparat jede einzelne Messung 20 Minuten in Anspruch nahm. Erst als gegen Sonnenaufgang der Ballon langsam und stetig zu steigen begann und bald die obere Grenze der unteren Dunstschicht passiert hatte — über der unteren sehr dichten Dunstschicht schien noch eine andere erheblich weniger dichte zu liegen — konnten Messungen der spezifischen Ionengeschwindigkeit vorgenommen werden. Folgende Tabelle enthält eine Zusammenstellung der Resultate.

1) Derselbe wurde von der Firma Carl Diederichs (Inhaber: Spindler & Hoyer) in Göttingen erbaut und hat sich bisher gut bewährt.

Höhe über dem Meere in Metern	Gehalt an Ionen in elektrost. Einh./cbm.	Spez. Ionengeschwindigkeit + Ionen	Spez. Ionengeschwindigkeit — Ionen	Relative Feuchtigkeit	Bemerkungen
700 – 500 — 1000	+ 0,17	—	—	—	—
500 – 650	— 0,16	—	—	60 Proz.	—
1250 — 1000	+ 0,22	—	—	60 Proz.	Dunstschicht
1300 — 1400	+ 0,10	—	—	66 Proz.	Dunstschicht
1650 — 1800	— 0,43	—	—	34 Proz.	Oberer Rand der Dunstschicht
1900 — 2000	+ 0,43	—	—	40 Proz.	Über der Dunstschicht
2000 — 2100	—	1,70	—	50 Proz.	" " "
2100 — 2200	— 1,08	—	—	60 Proz.	" " "
2200 — 2250	—	—	2,12	60 Proz.	" " "
2400 — 2430	+ 0,57	—	—	—	Dunstschicht löst sich auf
2400	+ 0,86	—	—	44 Proz.	" " " "
2400	— 1,09	—	—	—	" " " "

Reduziert man die gemessenen spezifischen Ionengeschwindigkeiten auf den Druck von 760 mm, so erhält man 1,36 bezw. 1,48 cm/sec. Ersterer Wert stimmt sehr gut überein mit den von mir am Boden beobachteten Werten, letzterer erscheint etwas zu klein, doch ist seine Abweichung von den in feuchter Luft beobachteten Werten in Anbetracht der Schwierigkeiten der Messung unbedeutend zu nennen. Die Isolation des Apparates war unmittelbar vor der Fahrt untersucht worden und erwies sich auch bei einer nach der Landung vorgenommenen Prüfung als unverändert gut. Die Umlaufsgeschwindigkeit des Aspirators wurde während der Messungen mittels einer Stoppuhr und einer auf dem Federgehäuse des Aspiratorlaufwerks angebrachten Marke kontrolliert; dieselbe war in der Höhe von 2400 m um 18% grösser als am Erdboden.

Bei einer am 2. August dieses Jahres unternommenen Ballonfahrt wurden von Herrn Prof. Wiechert in etwa 2000 m Meereshöhe folgende Werte gefunden:

	Ionengehalt	Rel. Feuchtigkeit
	+ 0,29 elekt. Einheiten	76 Proz.
	— 0,29 "	"
V_p	= 1,25 "	"
V_n	= 1,03 "	"

Leider wurde der Ballon durch Beschwerung mit Niederschlägen zur Landung gezwungen, sodass es nicht möglich war, noch einen zweiten Beobachtungssatz zu gewinnen, aus dem die Änderung des Ionengehalts hätte ermittelt werden können. Wahrscheinlich ist diese Änderung nicht unerheblich gewesen, da der Ballon zur Zeit der Messungen über einer in der Bildung begriffenen Kumuluswolke schwebte.

Göttingen, Geophysikalisches Institut.

(Eingegangen 12. August 1903.)

BESPRECHUNGEN.

Die Umschau. Übersicht über die Fortschritte und Bewegungen auf dem Gesamtgebiet der Wissenschaft, Technik, Litteratur und Kunst herausgegeben von J. H. Bechhold. 7. Jahrgang. 1903. Frankfurt a/Main, H. Bechhold. Preis vierteljährlich M. 3,80.

Diese wöchentlich erscheinende Zeitschrift, welche in ihren siebenten Jahrgang eintritt und sich um Popularisierung wissenschaftlicher Ergebnisse grosse Verdienste erworben hat, wird den meisten Lesern schon längst bekannt sein. Von berufenen Vertretern ihrer Wissenschaft werden die einzelnen Gebiete und neuen Erfindungen besprochen. Die mir gerade vorliegende Nummer vom 9. Mai enthält unter anderem eine Abhandlung von Delitzsch über seine babylonische Reise; O. Flamm: Der Wert der Funkentelegraphie für die moderne Wissenschaft; J. Ziehen: Erziehungswissenschaft, ferner kleinere Mitteilungen über wissenschaftliche und industrielle Neuigkeiten, Bücherbesprechungen u. s. w. Das weiteste Interesse wird sicherlich ein Aufsatz über Justus von Liebig von seinem Enkel Hans von Liebig erwecken. Welche ungeheure Umwandlung dieser geniale Mann in der Chemie hervorgerufen hat, kann man sich ungefähr vorstellen, wenn man erfährt, dass, als Liebig schon lange Professor war, sein Marburger Kollege ihm eine hölzerne Tischschublade zeigte, welche von 3 zu 3 Monaten Quecksilber zu erzeugen vermochte und ferner einen langen Pfeifenstiel, mit dem Sauerstoff in Stickstoff umgewandelt wurde. Eingehend werden der Lebensgang und die Entwickelung Liebigs, seine grossen Verdienste um den chemischen Unterricht und seine epochemachenden Entdeckungen geschildert, wobei der Enkel — und dies berührt ausserordentlich angenehm — die kleinen Schwächen nicht verschweigt. Die vielen Abbildungen, die zum ersten Male veröffentlicht werden, Liebig als Erlanger Student, als 40, 50, 60jähriger, Liebigs Mutter, Familie, Labora-

torium u. s. w. sind trefflich ausgeführt und gereichen der Abhandlung zur Zierde.

G. C. Schmidt.

(Eingegangen 22. Mai 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden Dr. W. Zurhellen an der Universität Bonn zum Assistenten der Universitätssternwarte, der Privatdozent für die Lehrgebiete Wärmemotoren, insbesondere Gas- und Erdölmotoren, und Anwendung der Elastizitäts- und Festigkeitslehre auf die Aufgaben des Maschineningenieurs an der Technischen Hochschule in Stuttgart, Regierungsbauführer Dr. ing. Max Ensslin aus Stuttgart, zum Professor an der Stuttgarter Baugewerksschule, der a. o. Professor an der Universität Freiburg i. Br. Dr. Wilhelm Autenrieth als o. Professor der Chemie an Stelle des am 17. Oktober 1902 verstorbenen Geh. Regierungsrats Professors Dr. Hugo Schwanert nach Greifswald, der Privatdozent in der philosophischen Fakultät der Friedrich Wilhelms-Universität zu Berlin, Professor Dr. Krigar-Menzel zum etatsmässigen Professor an der Technischen Hochschule zu Berlin, der derzeitige Chefingenieur der Rhätischen Bahnen in Chur, F. Hennings von Kiel, zum Professor der Ingenieurwissenschaften an der Technischen Hochschule in Zürich, der Privatdozent an der Universität Tübingen Dr. Küster zum a. o. Professor der Chemie und Pharmazie an der Tierärztlichen Hochschule in Stuttgart.

Dem ständigen Mitarbeiter bei dem Meteorologischen Institut in Berlin Arthur Berson und dem ständigen Mitarbeiter bei dem Meteorologisch-Magnetischen Observatorium in Potsdam Dr. Georg Lüdeling, sowie dem Dozenten für synthetische Geometrie und Elemente der darstellenden Geometrie an der Technischen Hochschule zu Berlin, Dr. Steinitz, ist das Prädikat „Professor", dem Geheimen Regierungsrat Professor Dr. Franz Reuleaux (Berlin) von der Technischen Hochschule zu Karlsruhe, die er vor mehr als fünfzig Jahren als Studierender besucht hat, die akademische Würde eines Doktor-Ingenieurs ehrenhalber und den Professoren an der Technischen Hochschule Dresden Müller und Dr. Helm der Titel und Rang als Geheimer Hofrat verliehen worden.

Es habilitierten sich an der Technischen Hochschule Aachen der Ingenieur und Laboratoriums-Vorstand der Deutschen Elektrizitätswerke in Aachen, Dr. Leo Finzi aus Mantua als Privatdozent für Elektrotechnik, an der Technischen Hochschule in Braunschweig der Dipl. Ing. Dr. Hugo Mosler aus Berlin für Elektrotechnik, in Giessen der Assistent am physikalischen Institut W. Schmidt aus Erfurt für Physik, in Kiel Dr. Gerhard Preuner aus Greifswald für Chemie, in München der Assistent am chemischen Staatslaboratorium Dr. Julius Sand für Chemie, an der deutschen technischen Hochschule in Brünn Dr. Leopold Kann für technische Physik, an der Universität Göttingen der Assistent am chemischen Universitätslaboratorium, Dr. phil. Wilhelm Biltz, als Privatdozent für Chemie.

Die Akademie der Wissenschaften in Wien wählte zum Ehrenmitglied den Professor der allgemeinen Chemie an der Universität Berlin, Dr. Jakob Heinrich van't Hoff, zu korrespondierenden Mitgliedern: den Professor der Chemie an der Universität London, Sir William Ramsay, den em. Direktor der deutschen Seewarte in Hamburg, Dr. Georg v. Neumayer und den Professor an der Faculté des Sciences in Paris, Henri Poincaré. Anlässlich der Hundertjahrfeier der Universität Heidelberg wurden zu Ehren-Doktoren ernannt: Svante Aug. Arrhenius-Stockholm, Phil. Lenard-Kiel, William Ramsay-London, Professoren der Physik, Stanislaus Canizzaro, Professor der Chemie, Rom, Jean Gaston Darboux, Professor der Mathematik, Paris, William Huggins, Professor der Astronomie, London, Ferd. André Fouqué, Professor der Naturwissenschaften am Collège de France, Paris, E. Ch. Pickering, Direktor der Sternwarte an der Harvard-Universität, Cambridge, Alfr. Cogniaux, ehemaliger Professor der Naturwissenschaften, Verviers, Rich. Tetley Glazebrook, Direktor des physikalischen Laboratoriums, Richmond.

Die Wiener Akademie der Wissenschaften hat in ihrer letzten Gesamtsitzung folgende Beihilfen bewilligt: In der mathematisch-naturwissenschaftlichen Klasse: Professor der mathematischen Physik an der Grazer Universität Dr. Anton Wassmuth 1000 Kr. zum weiteren Studium der Abkühlung von Stäben aus verschiedenem Material, dem Privatdozenten für Mathematik an der Universität und an der Technischen Hochschule in Wien, Dr. Robert Daublebsky v. Sterneck 500 Kr. zur Durchführung der numerischen Rechnung der Kuben der ganzen Zahlen.

In Braunschweig starb der Mathematiker und Physiker Oberbaurat Scheffler.

Berichtigungen.

In dem Artikel des Herrn H. Konen „Über das Linienspektrum des Natriums" diese Zeitschr. **4**, No. 22, S. 592 ist durch ein Versehen ein unrichtiger Passus stehen geblieben. Es muss S. 594, Zeile 13 heissen, statt „man hätte also nach Analogie der sonstigen Erfahrungen keine Paare von grösserer Wellenlänge derselben Serie zu erwarten" — man hätte also nach Analogie der sonstigen Erfahrungen nur noch ein Paar von grösserer Wellenlänge in jeder Serie zu erwarten.

Gesuche.

Dr. phil. (Physiker mit Oberlehrerexamen) sucht

Assistentenstelle.

Offerten unter **H. H.** an die Expedition.

Ein Physiker,

der auch Kenntnisse der Chemie und Elektrotechnik hat, wird für selbständige Arbeiten auf vorgenannten Gebieten von einer grösseren elektrotechnischen Fabrik gesucht.

Diejenigen Herren Bewerber, welche nach Beendigung ihres Studiums bereits eine oder mehrere Positionen in industriellen Etablissements bekleidet haben, werden bevorzugt.

Gefällige Offerten mit näheren Angaben über Persönlichkeit, bisherige Thätigkeit, Gehaltsforderungen und kürzesten Eintrittstermin wolle man unter **S. H. 152** an die Expedition dieser Zeitschrift einsenden.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.